КУРС ОБЩЕЙ ФИЗИКИ

Г. А. ЗИСМАН, О. М. ТОДЕС



Г. А. ЗИСМАН и О. М. ТОДЕС

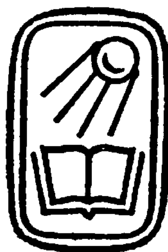
КУРС ОБЩЕЙ ФИЗИКИ

ТОМ III

ОПТИКА, ФИЗИКА АТОМОВ И МОЛЕКУЛ, ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И МИКРОЧАСТИЦ

ИЗДАНИЕ ЧЕТВЕРТОЕ, СТЕРЕОТИПНОЕ

Допущено Министерством высшего и среднего специального образования СССР в качестве учебного пособия для студентов высших технических учебных заведений



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
МОСКВА 1970

530.1
З 64
УДК 530 (075.8)

$\frac{2\text{-}3\text{-}1}{30\text{-}69}$

ОГЛАВЛЕНИЕ

ЧАСТЬ II

ФИЗИКА АТОМОВ И МОЛЕКУЛ

ЧАСТЬ III

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И МИКРОЧАСТИЦ

ПРЕДИСЛОВИЕ КО ВТОРОМУ ИЗДАНИЮ

Третий том Курса содержит разделы физики, быстро развивающиеся в наши дни. Вот почему, кроме правки, носящей характер небольших улучшений, как было сделано в первом и втором томах, здесь потребовалось дописать некоторые разделы.

Добавлен параграф, посвященный квантовым генераторам, включено описание эффекта Мёссбауэра. Эти достижения физики являются весьма многообещающими для техники ближайшего будущего. Физика микрочастиц развивается в настоящее время столь бурно, что последнюю главу книги, посвященную этой проблеме, пришлось написать заново.

ИЗ ПРЕДИСЛОВИЯ К ПЕРВОМУ ИЗДАНИЮ

Настоящий том завершает собой курс общей физики для втузов. По-прежнему осталась неизменной общая установка авторов, изложенная в предисловии к I тому. Третий том содержит следующие разделы: часть I — Оптика; часть II — Физика атомов и молекул; часть III — Физика атомного ядра и микрочастиц.

Некоторые различия в объеме курса общей физики, читаемого в различных втузах, привели к необходимости набрать часть материала петитом. Авторы старались, чтобы при сокращении этих вопросов цельность изложения остального материала не нарушалась. Так же, как и для предыдущих томов, Секция физики Ленинградского Дома ученых помогла организовать широкое рецензирование рукописи этого тома кафедрами физики ряда высших учебных заведений Ленинграда, что существенно помогло авторам в окончательной ее доработке. Авторы выражают искреннюю признательность Секции физиков ЛДУ и всем кафедрам и товарищам, взявшим на себя труд прочтения и обсуждения рукописи.

В третьем томе О. М. Тодесом написаны §§ 1—22, 30—34, 39—43 и 57; Г. А. Зисманом —§§ 23—29, 35—38, 44—56 и 58—74.

Авторы будут признательны кафедрам физики и отдельным лицам, которые поделятся с ними своими соображениями, направленными на улучшение курса.

Г. А. Зисман, О. М. Тодес

ЧАСТЬ I
ОПТИКА

ГЛАВА I
РАЗВИТИЕ ВЗГЛЯДОВ НА ПРИРОДУ СВЕТА

§ 1. Корпускулярная и волновая теории света

Вопрос о природе света и законах его распространения ставился уже греческими философами. В трактатах Евклида «Оптика» и «Катоптрика» (300 г. до н. э.) на основе представления о зрительных лучах, исходящих из глаза и как бы ощупывающих рассматриваемый предмет, формулируется закон прямолинейного распространения света и закон равенства углов падения и отражения. Противоположный взгляд на свет, как на тончайшие слепки («призраки»), испускаемые самими светящимися телами, излагается в поэме Лукреция «О природе вещей».

Правильной формулировки закона преломления света греческим философам получить не удалось. Произведя сравнительно точные для своего времени измерения угла преломления r при различных углах падения i, Птолемей установил постоянство отношения этих углов $\frac{i}{r} = \mathrm{const}$ (вместо отношения синусов), хотя такое постоянство и не соблюдалось в его опытах при больших углах падения. Отсутствие пропорциональности между углом падения и углом преломления было окончательно установлено арабским ученым Альгазеном (XI в.), который, кроме того, показал, что падающий и преломленный лучи лежат в одной плоскости с перпендикуляром, восставленным в точке падения.

В начале XVII в. были изобретены микроскоп и зрительная труба; оптические приборы получили широкое практическое применение в астрономии и навигации. Совершенствование этих приборов потребовало развития учения не только об отражении (катоптрика), но и о преломлении света (диоптрика). В 1621 г. голландский физик Снеллиус установил количественный закон преломления света, проходящего плоскую границу раздела двух сред. Математическая запись этого закона в виде отношения синусов $\left(\frac{\sin i}{\sin r} = \mathrm{const}\right)$ принадлежит Декарту. Им же была сделана первая

попытка объяснить этот закон, исходя из представления о корпускулярной природе света.

Эти воззрения были развиты в конце XVII в. Ньютоном в виде стройной теории истечения. Ньютон представлял себе свет состоящим из мельчайших световых частичек — к о р п у с к у л, испускаемых светящимся телом и летящих с огромной скоростью. К анализу движения световых корпускул Ньютон, естественно, применил сформулированные им законы механики.

В однородной среде (воздух, вода, стекло) на корпускулы не действуют никакие силы, их потенциальная энергия остается неизменной, и они движутся равномерно и п р я м о л и н е й н о. При отражении и преломлении такое инерциальное движение нарушается и, следовательно, на корпускулы действуют силы, сосредоточенные на границе раздела двух сред. В результате работы этих сил потенциальная энергия корпускулы, втянутой в данную среду из вакуума, понижается и принимает вполне определенное значение $U<0$.

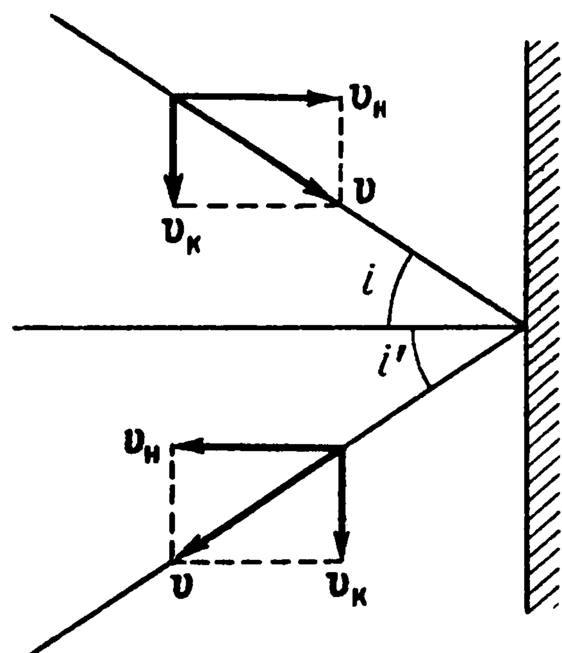


Рис. 1.1.

Из этих представлений легко вывести законы отражения и преломления света. При упругом ударе корпускулы о поверхность нормальная составляющая ее скорости $v_н$ меняет свой знак на обратный, а касательная составляющая $v_к$ и величина вектора скорости $v=\sqrt{v_к^2+v_н^2}$ остаются неизменными (рис. 1.1). Отсюда для углов выполняется соотношение

$$\operatorname{tg} i' = \frac{v_к}{-v_н} = -\frac{v_к}{v_н} = -\operatorname{tg} i,$$

или

$$i' = -i, \tag{1.1}$$

т. е. у г о л п а д е н и я р а в е н у г л у о т р а ж е н и я. Различие знаков этих углов указывает на то, что они отсчитываются от перпендикуляра в противоположные стороны.

Вывод закона преломления по корпускулярной теории рассмотрим на простейшем примере перехода луча из вакуума в некоторую среду (рис. 1.2).

Скорость света в пустоте обозначим через c, а в среде — через v. Аналогично отражению, касательная составляющая скорости при переходе через границу раздела остается неизменной, т. е.

$$c \sin i = v \sin r. \tag{1.2}$$

Опыт показывает, что при переходе в плотную среду преломленный луч приближается к перпендикуляру, $r<i$, $\sin r<\sin i$ и, следовательно, $v>c$. Иными словами, корпускулы всегда втягиваются в среду, их потенциальная энергия понижается ($U<0$), а скорость движения в среде становится больше, чем в пустоте. Из закона сохранения энергии

$$\frac{mc^2}{2}+0=\frac{mv^2}{2}+U$$

находим, что

$$v=\sqrt{c^2-\frac{2U}{m}}=$$
$$=\sqrt{c^2+\frac{2|U|}{m}}=\text{const},\qquad(1.3)$$

т. е. скорость света в данной среде имеет вполне определенное постоянное значение, не зависящее от угла падения.

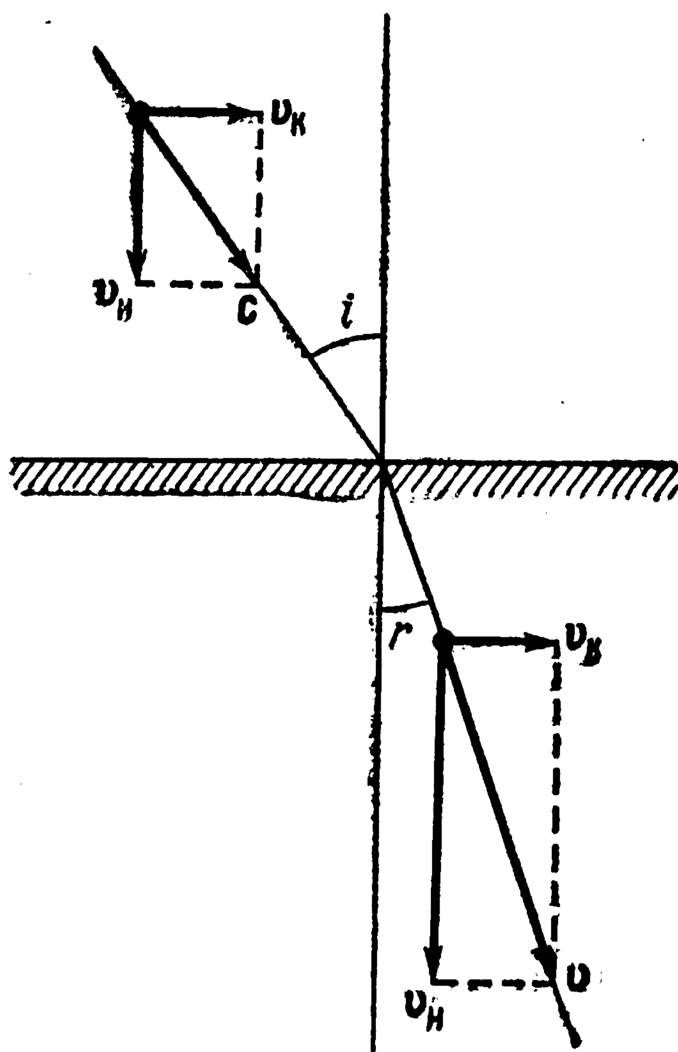


Рис. 1.2.

Из (1.2) и (1.3) получаем обычную формулировку закона преломления света:

$$\frac{\sin i}{\sin r}=\frac{v}{c}=\text{const}=n\qquad(1.4)$$

— отношение синуса угла падения к синусу угла преломления есть величина постоянная, не зависящая от угла падения и называемая показателем преломления данной среды n.

В 1666 г. Ньютон показал, что белый свет является составным и содержит «чистые цвета», каждый из которых характеризуется своей преломляемостью. Последняя особенность была объяснена Ньютоном различием в массе корпускул. Обладая наименьшей массой, корпускулы фиолетового света, согласно (1.3) и (1.4), сильнее втягиваются в среду, летят в ней с большей скоростью и сильнее преломляются, чем корпускулы красного света, обладающие наибольшей массой. Для промежуточных цветов массы корпускул имеют промежуточные значения и при преломлении они располагаются между красным и фиолетовым лучами. Таким образом, корпускулярная теория давала простое и наглядное объяснение явления дисперсии света. Лишь несколько столетий спустя выяснилась ошибочность такой трактовки этого весьма сложного явления (см. ниже § 6).

Наряду с корпускулярной концепцией Декарта — Ньютона в XVII в. возникла и развивалась противоположная, волновая

теория Гука — Гюйгенса. В «Трактате о свете», представленном Парижской Академии в 1678 г. и опубликованном в 1690 г., Гюйгенс исходит из представления о том, что свет есть процесс распространения продольных деформаций в некоторой материальной среде, пронизывающей все тела, — мировом эфире. Для анализа законов распространения этих деформаций Гюйгенс предложил простой и наглядный метод, названный впоследствии принципом Гюйгенса (т. I, § 60). Этим методом Гюйгенс объяснил прямолинейность распространения света и вывел законы отражения и преломления.

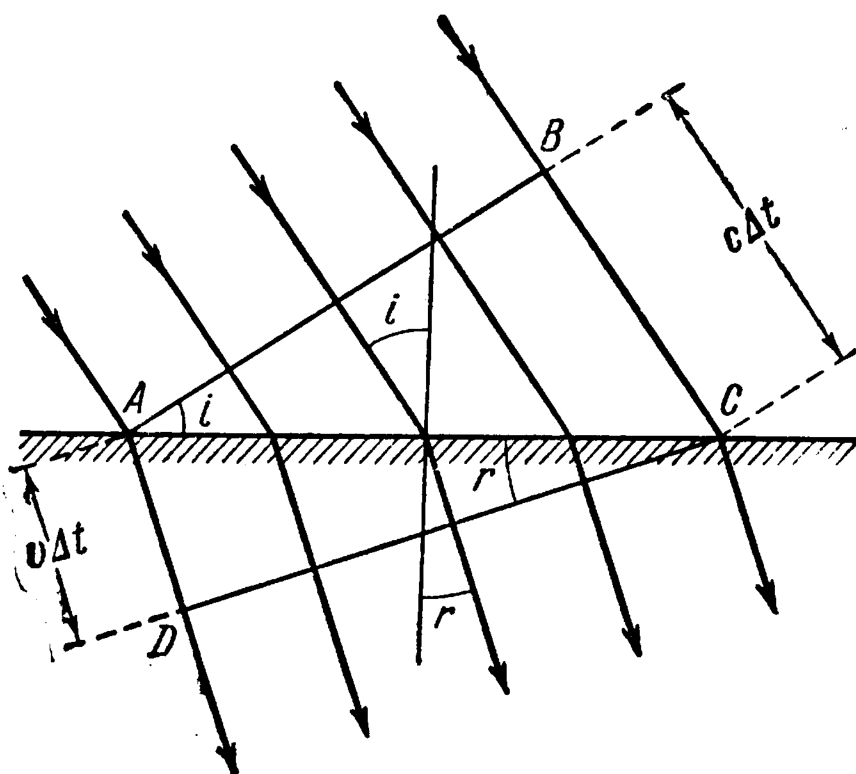


Рис. 1.3.

Поскольку принцип Гюйгенса и основные следствия из него были подробно разобраны в I томе нашего курса, то для сопоставления с (1.4) мы лишь напомним вывод закона преломления. Пусть фронт плоской волны AB, распространяющейся в вакууме со скоростью c, падает под углом i на границу со средой, в которой скорость распространения равна v (рис. 1.3). Спустя некоторый промежуток времени Δt, волна, распространяющаяся из точки B, пройдет путь $BC=c\,\Delta t$ и достигнет границы раздела. За то же время волна, распространяющаяся от точки A в среде со скоростью v, пройдет путь $AD=v\Delta t$. Направление распространения фронта волны DC в среде характеризуется углом преломления r. Из рисунка видно, что сторона AC является одновременно гипотенузой двух прямоугольных треугольников и

$$AC=\frac{c\Delta t}{\sin i}=\frac{v\Delta t}{\sin r}.$$

Отсюда, после сокращения на Δt, получаем:

$$\frac{\sin i}{\sin r}=\frac{c}{v}=\mathrm{const}=n. \tag{1.5}$$

Несколько иная общая формулировка закона распространения волн была дана Ферма (1601—1655). Согласно принципу Ферма, лучи света распространяются по пути, приводящему к цели в кратчайшее время. Покажем применение этого принципа Ферма к решению той же задачи о преломлении света.

На рис. 1.4 показан ход луча от источника S, расположенного в вакууме, до точки M, расположенной в среде под границей раздела. В каждой среде кратчайшим путем будет прямая линия, т. е. лучи SN и NM. Для нахождения положения точки N охарактеризуем ее расстоянием x от перпендикуляра, опущенного из источника на плоскость раздела, и подсчитаем время, затраченное светом на прохождение ломаного пути SNM:

$$\tau=\frac{SN}{c}+\frac{NM}{v}=\frac{\sqrt{h_0^2+x^2}}{c}+\frac{\sqrt{h^2+(l-x)^2}}{v}. \qquad (1.6)$$

Для нахождения минимума продифференцируем выражение (1.6) по x и приравняем полученную производную нулю:

$$\frac{d\tau}{dx}=\frac{x}{c\sqrt{h_0^2+x^2}}-\frac{l-x}{v\sqrt{h^2+(l-x)^2}}=\frac{\sin i}{c}-\frac{\sin r}{v}=0. \qquad (1.7)$$

Нетрудно видеть, что условие (1.7) приводит к тому же самому закону преломления (1.5), который был выведен из принципа Гюйгенса.

Следует отметить, что принцип Ферма сохранил значение до наших дней и послужил основой для аналогичной, весьма общей формулировки законов механики (в том числе механики теории относительности и микрочастиц — квантовой механики).

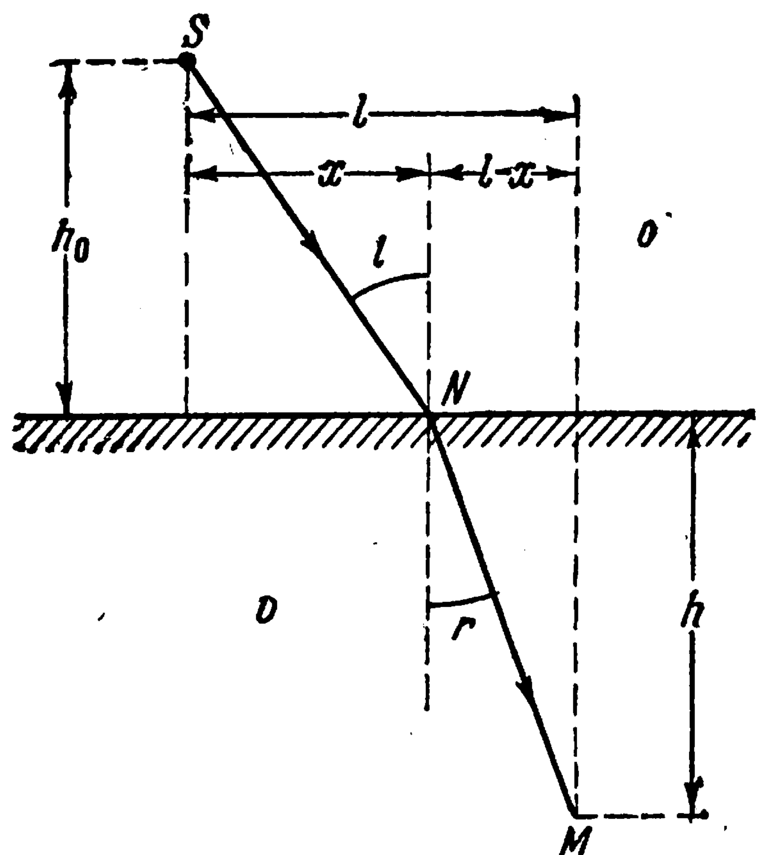


Рис. 1.4.

Таким образом, из волновой теории также следует постоянство отношения синусов угла падения и угла преломления, но связь (1.5) показателя преломления n со скоростями распространения получается обратной соотношению (1.4), вытекающему из корпускулярной теории. Поскольку величина n в среде всегда больше единицы, то по корпускулярной теории $v>c$, т. е. скорость света в среде должна быть всегда больше скорости света в пустоте, а из волновой теории вытекает обратное соотношение $v<c$.

По предложению Гюйгенса датский астроном Ремер произвел определение скорости света из наблюдений над запаздыванием периодически повторяющихся затмений спутников Юпитера при перемещении Земли из ближайшей к Юпитеру в наиболее удаленную от него точку своей орбиты. По данным Ремера, для прохождения расстояния, равного радиусу земной орбиты, свет затрачивает около 11 мин. (по современным, более точным измерениям — около 8 мин.), что дало значение $c>225\,000$ *км/сек*. Определение столь огромных значений c и v в земных условиях, для проверки

соотношений (1.4) и (1.5), требовало умения точно измерять очень малые промежутки времени и смогло быть технически осуществлено лишь спустя полтора века (см. ниже, § 2).

Итак, к концу XVII в. в оптике сложилось весьма своеобразное положение. И корпускулярная и волновая теории, представлявшие собой противоположные взгляды на природу света, объясняли основные оптические закономерности — прямолинейность распространения света в однородной среде, законы отражения и преломления света. Дальнейшие попытки более полного объяснения наблюденных фактов приводили к большим затруднениям в обеих теориях. Так, Гюйгенс не смог объяснить физической причины наличия разных цветов и механизм изменения скорости распространения света в эфире, пронизывающем различные тела. С другой стороны, Ньютону, для объяснения того, что при падении света на границу раздела двух прозрачных тел происходит одновременно и частичное отражение и частичное преломление, пришлось предположить наличие у корпускул периодических «приступов» отражения и преломления.

Оставалось обратиться к опыту, но опыт в XVII в. был еще весьма скуден. И все же уже тогда был обнаружен целый ряд явлений, подробное изучение и объяснение которых привело впоследствии к триумфу волновую теорию.

Так, Гримальди в 1663 г. впервые наблюдает явления дифракции и интерференции света. Бойль и Гук обнаружили окрашивание тонких слоев вещества, обусловленное интерференцией света, отраженного от верхней и нижней поверхностей тонкой пленки.

Ньютон количественно исследует возникающие при этом интерференционные кольца (см. ниже в § 11 «кольца Ньютона»). В 1662 г. Бартолинус обнаруживает двойное лучепреломление. Изучая это явление, Гюйгенс открывает поляризацию света, но не может дать правильного ее объяснения с волновой точки зрения. Более того, в 1717 г. Ньютон показывает, что поляризация света может быть объяснена при предположении поперечности световых волн, и это служит аргументом п р о т и в волновой теории: как в воздухе могут распространяться только продольные звуковые волны (т. I, § 59, 61), так и в очень тонком и разреженном мировом эфире представлялась невозможной упругая деформация поперечного сдвига.

Огромный авторитет Ньютона, использовавшийся его многочисленными последователями, и незавершенность волновой теории привели к тому, что весь XVIII век прошел под знаком корпускулярной теории. Лишь немногие, наиболее прозорливые ученые разделяли и развивали далее воззрения Гюйгенса. В числе этих ученых были Эйлер и Ломоносов.

В качестве основного возражения против корпускулярной теории Ломоносов выдвигает экспериментальный факт отсутствия взаимодействия пересекающихся пучков света. В «Слове о происхождении света» (1756 г.) он вводит представление о «зыблющемся», т. е. колебательном, движении частиц эфира. Если Гюйгенс рассматривал свет как импульсы, распространяющиеся в упругом эфире, то Ломоносов придает волновым представлениям законченную форму, рассматривая свет как распространение и передачу колебательного процесса от одних частиц эфира к соседним.

Колебательный процесс характеризуется периодом колебаний T, частотой ν, длиной волны λ и скоростью распространения v. Эти величины связаны между собой соотношением (т. I, § 55)

$$v=\frac{\lambda}{T}=\lambda\nu. \qquad (1.8)$$

Различием в частоте колебаний эфира Эйлер и объясняет различные цвета тел.

Начало XIX в. характеризуется интенсивным развитием математической теории колебаний и волн и успешным ее приложением к объяснению ряда оптических явлений. В 1801 г. Юнг устанавливает принцип интерференции и на основании этого принципа объясняет окраску тонких пленок вещества. Эта работа была началом триумфа волновой теории света. В 1818 г. сторонники корпускулярной теории выдвигают в качестве темы на конкурсе Парижской Академии вопрос о дифракции света. Однако премию получает Френель, давший объяснение дифракции, исходя из волновой теории. Пользуясь принципом Гюйгенса и принципом интерференции Юнга, Френель объясняет прямолинейность распространения света и малые отклонения от прямолинейности — дифракцию (см. ниже, § 13). В частности, Френель показывает, что в центре геометрической тени от малого круглого экрана должен быть свет, что и было подтверждено экспериментально.

Борьба разгорелась между сторонниками теории истечения (Био) и волновой теории света при объяснении явлений поляризации света. Френель и Араго, исследуя интерференцию поляризованного света, обнаружили отсутствие интерференции для лучей, поляризованных взаимно перпендикулярно. Юнг объяснил этот факт поперечностью световых волн. Френель показал механическую возможность поперечных колебаний (сдвига) в упругих твердых телах. Введение таких свойств для светоносного эфира сразу объяснило с простой и единой точки зрения все многочисленные явления поляризации света, для объяснения каждого из которых Био приходилось приписывать все новые и более искусственные свойства световым корпускулам. В волновой теории после Френеля остался лишь один теоретический пробел в объяснении

различной преломляемости цветных лучей. Кроме того, не был подтвержден прямым опытом основной вывод (1.5) волновой теории — об уменьшении скорости распространения света в оптически плотной среде. Такие прямые опыты были осуществлены лишь в середине XIX в.

§ 2. Скорость света

Первая экспериментальная работа по определению скорости света в земных условиях была осуществлена Физо в 1849 г.

На рис. 1.5 изображена схема опыта Физо. Свет, испускаемый источником S, отражается полупрозрачной пластинкой P и направляется к зеркалу M. На пути луча располагается быстро вращающееся зубчатое колесо K, ось которого OO' параллельна лучу. Лучи света, пройдя через промежутки между зубьями, отражаются зеркалом M и направляются обратно через зубчатое колесо и пластинку P к глазу наблюдателя.

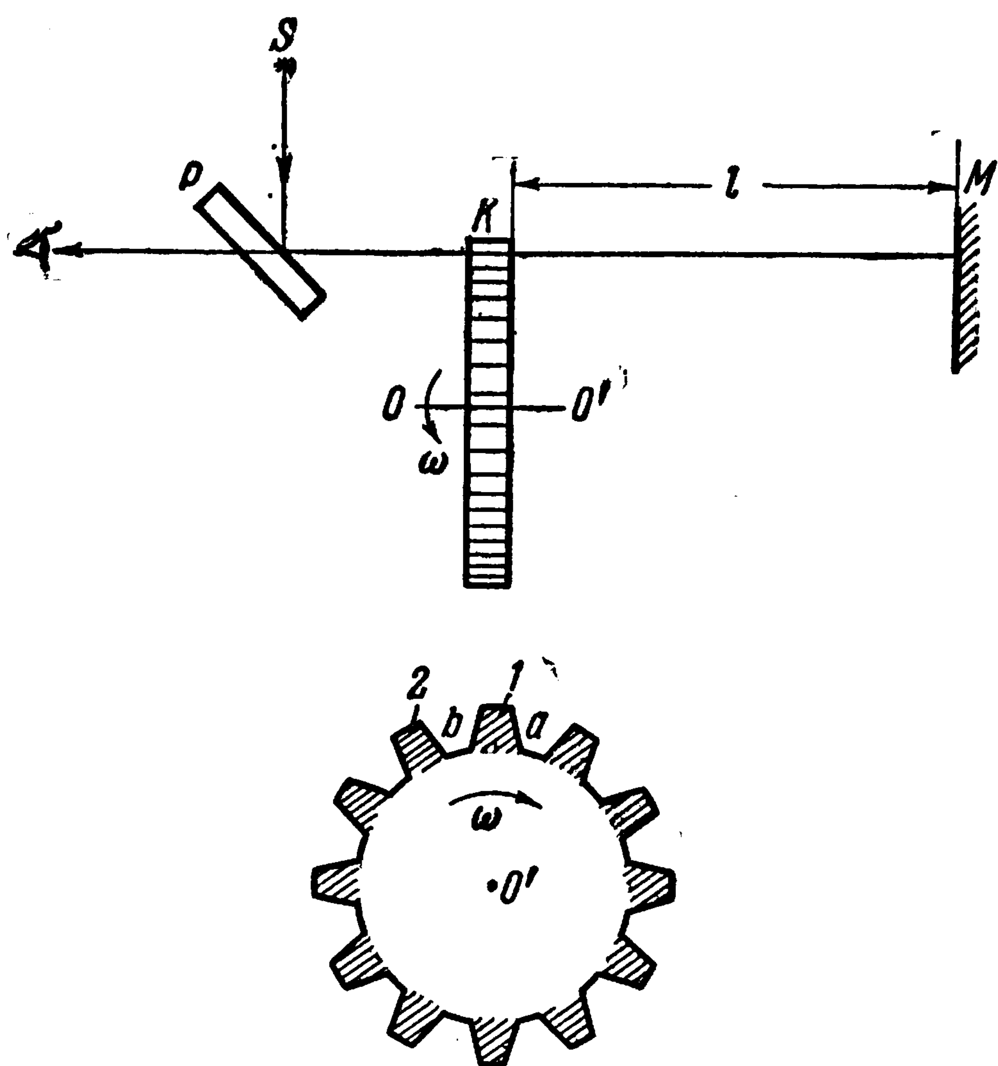


Рис. 1.5.

При медленном вращении колеса K свет, пройдя через промежуток между зубьями, например a на рис. 1.5 (нижний рисунок), успевает возвратиться через этот же промежуток и попадает в глаз наблюдателя. В те моменты, когда путь лучей пересекается зубцом, зачерненная поверхность зубца поглощает свет и последний не попадает к наблюдателю. Таким образом, при малой угловой скорости ω наблюдатель воспринимает мелькающий свет.

Если увеличивать скорость вращения колеса, то при некотором ее значении $\omega=\omega_1$ свет, прошедший через промежуток a между зубьями, дойдя до зеркала M и обратно, спустя время $t=\frac{2l}{c}$ (c — скорость света, l — расстояние от колеса K до зеркала M), не попадет в тот же самый промежуток, а будет перекрыт зубцом 1, занявшим к этому моменту положение промежутка a. Следователь-

но, при скорости ω_1 в глаз наблюдателя свет попадать вовсе не будет (первое затемнение) ни от промежутка a, ни от всех последующих. Если число зубцов колеса равно z, то время поворота колеса на ползубца будет $t_1=\frac{1}{2z}\frac{2\pi}{\omega_1}$. Приравнивая это время ко времени прохождения светом расстояния до зеркала и обратно, мы получим условие, при котором наступит первое затемнение:

$$\frac{2l}{c}=\frac{1}{2z}\frac{2\pi}{\omega_1}.$$

При дальнейшем увеличении скорости вращения колеса опять восстановится появление света, так как свет, прошедший через промежуток a, будет возвращаться к глазу наблюдателя через соседний промежуток b. При некоторой, еще большей скорости $\omega=\omega_2$, за время $t=\frac{2l}{c}$ колесо повернется на $1^1/_2$ зубца, в положение промежутка a будет подходить зубец *2*, и глаз опять не увидит света (второе затемнение) и т. д. Для затемнения с номером m колесо должно иметь такую скорость вращения ω_m, чтобы за то же время t оно успевало повернуться на $m-\frac{1}{2}$ зубца, т. е.

$$\frac{2l}{c}=\frac{m-\frac{1}{2}}{z}\frac{2\pi}{\omega_m}.$$

Измеряя значения $\omega_1, \omega_2, \ldots, \omega_m$ и зная расстояние l, можно определить величину скорости света

$$c=\frac{2lz}{m-\frac{1}{2}}\frac{\omega_m}{2\pi}. \qquad (2.1)$$

В опытах Физо база l была 8,633 *км*, число зубцов $z=720$ и первое затемнение наступало при $\frac{\omega}{2\pi}=12,6$ *сек*$^{-1}$. Вычисленное отсюда значение c составляло 313 000 *км/сек*.

В последующих опытах Фуко и Физо был применен метод вращающегося зеркала. Свет от источника S (рис. 1.6), отразившись от полупрозрачной пластинки P, падает на плоское зеркало M, вращающееся вокруг оси O, перпендикулярной к плоскости чертежа. Отражаясь в точке O, луч далее направляется на неподвижное вогнутое зеркало N, расположенное так, чтобы этот луч всегда падал перпендикулярно к поверхности N и отражался по тому же самому пути в точку O. Если зеркало M неподвижно, то отраженный от него обратно луч возвращается по своему первоначальному пути к пластинке P, частично отражаясь от которой дает изображение источника S в точке S_1.

При вращении зеркала M за время, пока свет проходит путь $2l$ между обоими зеркалами и возвращается обратно, вращающееся

с угловой скорость ω зеркало M повернется на угол $\alpha = \omega t = \omega \frac{2l}{c}$ и займет положение, показанное на чертеже пунктиром. Отраженный от этого зеркала луч будет повернут на угол 2α по отношению к первоначальному и даст изображение источника S в точке S_2. Измерив расстояние S_1S_2 и зная геометрические размеры прибора, можно определить угол α и вычислить скорость распространения света:

$$c = 2l\frac{\omega}{\alpha}. \qquad (2.2)$$

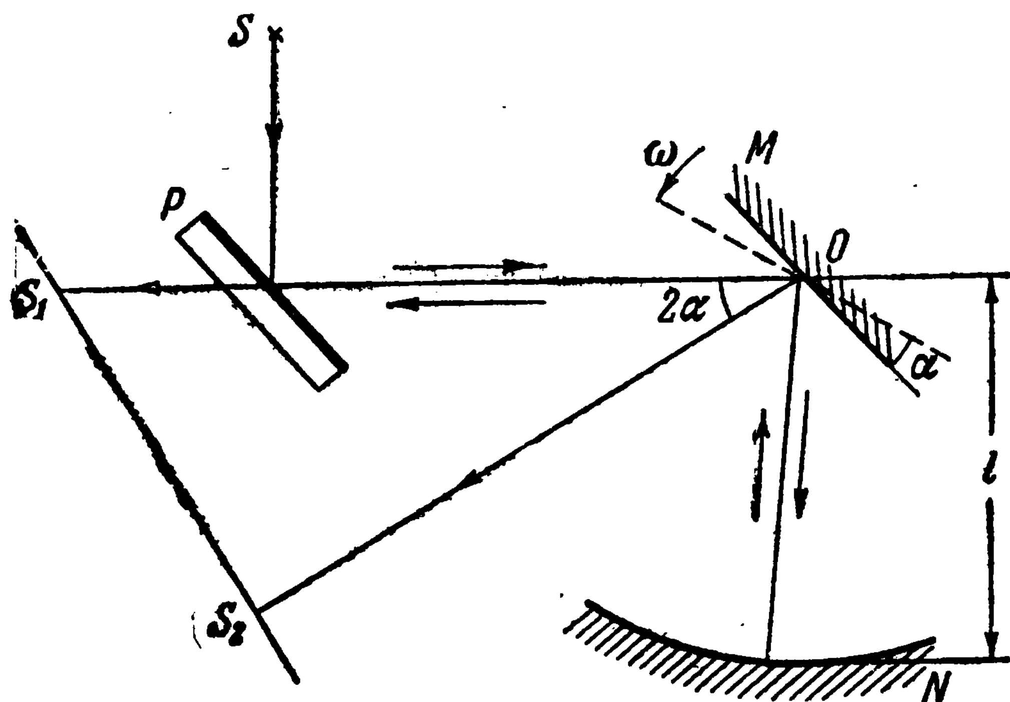


Рис. 1.6.

Дальнейшее усовершенствование метода вращающегося зеркала позволило измерить величину c с очень большой точностью. По последним данным $c = 299793{,}0 \pm 0{,}3$ *км/сек*.

Помещая на участке между зеркалами M и N трубу, заполненную водой, Фуко обнаружил, что угол сдвига α возрос в $\frac{4}{3}$ раза, а, следовательно, рассчитанная по формуле (2.2) скорость распространения света в воде v оказалась равной $\frac{3}{4}c$, т. е. меньше, чем в пустоте. Рассчитанный по формулам волновой теории (1.5) показатель преломления света в воде получился равным

$$n = \frac{c}{v} = \frac{c}{\frac{3}{4}c} = \frac{4}{3} = 1{,}33$$

в полном согласии с непосредственно измерявшимся по закону синусов. Таким образом, этот эксперимент дал, казалось бы, окончательное подтверждение справедливости волновой теории и закончил полуторавековой спор в ее пользу.

§ 3. Электромагнитная природа света. Возникновение теории квантов

В середине XIX в. начали обнаруживаться факты, указывающие на связь и аналогию оптических и электрических явлений. Так, в 1846 г. М. Фарадей наблюдал вращение плоскости поляризации света в телах, помещенных в магнитное поле. Тот же

Фарадей ввел представление об электрическом и магнитном полях, как о своеобразных натяжениях в эфире. В физике появился новый, «электромагнитный» эфир. Распространение электромагнитных полей в этом эфире должно было также происходить как волновой процесс. Возник вопрос о связи между световым и электромагнитным эфиром и оптическими и электромагнитными процессами.

Теоретические исследования Д. Максвелла (1865 г.) о распространении электромагнитных волн привели его к выводу, что скорость их распространения в пустоте равна отношению электромагнитной и электростатической единиц тока (т. II, § 32). Многочисленные измерения величины этого отношения (Вебер, Столетов и др.) привели к значению $c = 3 \cdot 10^8$ *м/сек* = 300 000 *км/сек*, совпадающему со скоростью распространения света в пустоте. Было выдвинуто предположение о чисто электромагнитной природе световых волн.

Электромагнитная теория света явилась существенным шагом вперед в понимании природы оптических явлений. В физике остался лишь единый электромагнитный эфир.

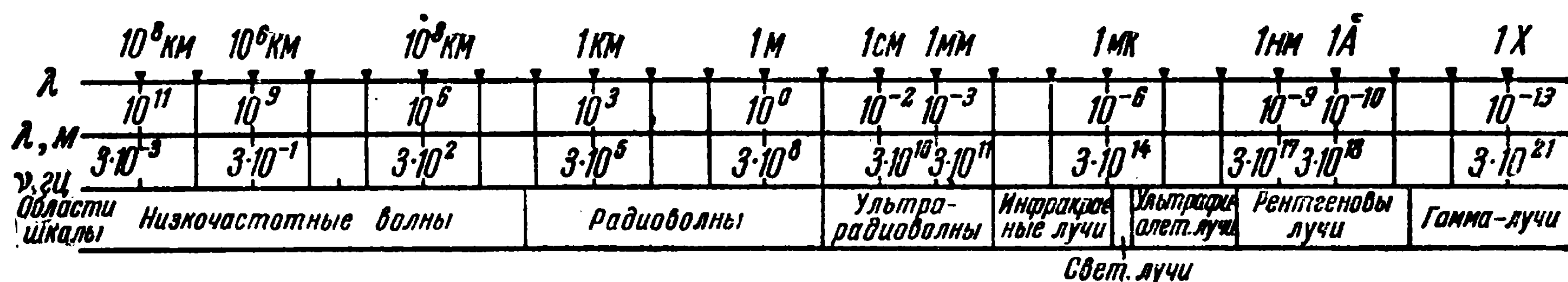


Рис. 1.7.

Свет оказался частным случаем электромагнитных волн с длиной волны от $\lambda = 400$ *нм* (фиолетовый) до $\lambda = 760$ *нм* (красный); единица длины нанометр (*нм*) равна 10^{-9} *м*. Только этот интервал значений λ оказывает непосредственное воздействие на наш глаз и является собственно светом. Однако и более короткие ультрафиолетовые лучи ($\lambda < 400$ *нм*) и более длинные инфракрасные ($\lambda > 760$ *нм*), открытые в самом начале XIX в., а также и еще более длинные радиоволны ($\lambda \approx 1$ *км*) имеют качественно одну и ту же электромагнитную природу и отличаются лишь методами их возбуждения и обнаружения. На рис. 1.7 приведена полная шкала электромагнитных волн, на которой видимый свет занимает сравнительно узкий участок.

Развитие электромагнитной теории света позволило понять ряд оптических явлений и вывести их количественные закономерности. Так, поляризация света оказалась обусловленной поперечностью электромагнитных волн. Возможность электрической поляризации и намагничения тел во внешних полях позволила объяснить

закономерности распространения света в этих телах. Согласно электромагнитной теории, в среде с диэлектрической проницаемостью ε и магнитной проницаемостью μ скорость распространения электромагнитных волн равна (т. II, § 50)

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}. \qquad (3.1)$$

Следовательно, показатель преломления среды равен

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\varepsilon\mu}. \qquad (3.2)$$

Для многих прозрачных диэлектриков (у которых $\mu \approx 1$) было получено хорошее совпадение значений n и $\sqrt{\varepsilon}$, подтверждающее вывод электромагнитной теории (3.1). Однако, например, для стекла и особенно для воды расхождение оказалось весьма значительным. Так, для воды измерение диэлектрической проницаемости в статических электрических полях дает $\varepsilon=81$, а показатель преломления для видимого света $n=1{,}33$ вместо $\sqrt{81}=9$. Очевидно, что в столь быстро переменных полях, какими являются световые волны с частотой $\nu=c/\lambda \approx 10^{14} \div 10^{15}$ колебаний в секунду, за время полупериода $T/2=1/2\nu$ дипольные молекулы воды не успевают полностью повернуться по полю и величина ε для этих частот должна быть много ниже ее статического значения 81.

Таким образом, теорию Максвелла, формально вводившую параметры среды ε и μ в свои уравнения, нужно было дополнить связью этих параметров со строением вещества. Возникшая в конце XIX в. электронная теория строения вещества позволила преодолеть ряд затруднений теории Максвелла. Перемещаясь в среде, переменное электромагнитное поле световой волны возбуждает вынужденные колебания электрических зарядов, составляющих атомы и молекулы. Колеблющиеся заряды представляют собой миниатюрные антенки, испускающие вторичные электромагнитные волны той же самой частоты. Наложение вторичных и первичных волн приводит к изменению скорости распространения суммарной волны, формально описываемому уравнением (3.1). Детальное развитие электронной теории Лоренцом позволило объяснить зависимость ε от частоты и закономерности распространения и поглощения света в различных средах. Благодаря этому стало возможным, изучая распространение света в данной среде, установить многие детали строения вещества, такие, например, как собственные частоты колебаний ионов в кристаллической решетке.

В электромагнитной теории остался эфир как гипотетическая среда, деформации и натяжения в которой и характеризуют векторы напряженности электрического (**E**) и магнитного (**H**) полей.

Остались и затруднения с объяснением структуры самого эфира. Так, например, поперечность световых волн заставила приписать эфиру наличие модуля сдвига при отсутствии модуля растяжения. Наконец, необходимо было объяснить закономерности распространения света и электромагнитных волн в движущихся средах. К этому вопросу, изучение которого привело в конце концов к созданию теории относительности, мы вернемся ниже, в гл. VIII.

С другой стороны, несмотря на огромные успехи электромагнитной теории света, к концу XIX в. начали накапливаться новые факты, противоречившие представлениям о волновой природе света. Оказалось, что волновая (электромагнитная) теория излучения не способна объяснить распределение энергии в спектре абсолютно черного тела (см. ниже, гл. IX). Аналогичные затруднения возникли и при объяснении закономерностей фотоэлектрического эффекта (см. ниже, гл. X).

Выход из этих затруднений был найден лишь в самом начале XX в. В 1901 г. Планк показал, что спектр абсолютно черного тела может быть объяснен, если предположить, что излучение испускается и поглощается не непрерывно, но лишь порциями. При этом энергия $\varepsilon_ф$ каждой порции излучения связана с частотой колебаний ν соотношением

$$\varepsilon_ф = h\nu, \tag{3.3}$$

где $h=6{,}62\cdot 10^{-34}$ *дж·сек* есть универсальная константа, впоследствии названная постоянной Планка. В 1905 г. Эйнштейн объяснил закономерности фотоэффекта, введя представление о световых частицах — «квантах света» или «фотонах», энергия которых определяется соотношением (3.3) и масса равна

$$m_ф = \frac{\varepsilon_ф}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{\lambda c}. \tag{3.4}$$

Работы Планка и Эйнштейна явились началом развития квантовой физики — новой главы физики, не дописанной еще и в наши дни. Длительный путь исследований привел к современным представлениям о двойственной корпускулярно-волновой природе света. Формулы (3.3) и (3.4) связывают корпускулярные характеристики излучения, массу и энергию кванта, с волновыми — частотой колебаний и длиной волны. К вопросу о природе света мы еще вернемся подробнее в гл. XI, после детального ознакомления с основными экспериментальными работами, позволяющими судить о свойствах света, и с теоретической интерпретацией этих работ.

ГЛАВА II

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

§ 4. Лучистый поток. Фотометрические величины и единицы их измерения

Свет материален и несет с собой определенный запас энергии. Поэтому интенсивность света характеризуют в первую очередь величиной переносимой энергии. Эта электромагнитная энергия может быть измерена по ее превращению в другие формы энергии (тепловую, химическую, электрическую) в различных приемниках. Раздел оптики, занимающийся измерением интенсивности света и его источников, называется *фотометрией*.

Для прикладной светотехники существенна не только объективная энергетическая характеристика интенсивности света, но и мера воздействия света на глаз наблюдателя. Так, например, тело, нагретое до 400° С, является довольно интенсивным источником инфракрасных (тепловых) лучей, но эти лучи невидимы и интенсивность их зрительного восприятия будет равна нулю. Благодаря этому в фотометрии приходится вводить двойные единицы измерения: *энергетические* (оцениваемые по объективным энергетическим характеристикам) и *визуальные* (оцениваемые по воздействию на глаз).

Будем называть источник света (излучатель) точечным, если размеры источника малы и излучение испускается равномерно во все стороны. Фронт световой волны, испускаемый таким точечным источником, будет сферическим. Как и в случае других точечных объектов (материальная точка, точечный заряд и т. д.), точечный источник света — полезная абстракция.

Во многих случаях мы воспринимаем свет не от самосветящихся источников, а от предметов, отражающих или рассеивающих свет постороннего самосветящегося источника. Подобные несамосветящиеся источники света обычно называются вторичными. Примером несамосветящегося источника является Луна, поверхность которой отражает к нам солнечные лучи. Если поверхность предмета отражает весь падающий на нее свет (коэффициент отражения

$\rho=1$), то такую поверхность называют абсолютно белой. Поверхность, полностью поглощающую падающий на нее свет ($\rho=0$), называют абсолютно черной (об абсолютно черном теле см. § 31).

Для пространственных задач распространения света существенно понятие о телесном угле. Мерой телесного угла является отношение площади dS_0 участка, вырезаемого конусом на поверхности сферы, к квадрату ее радиуса r, т. е.

$$d\omega=\frac{dS_0}{r^2}. \qquad (4.1)$$

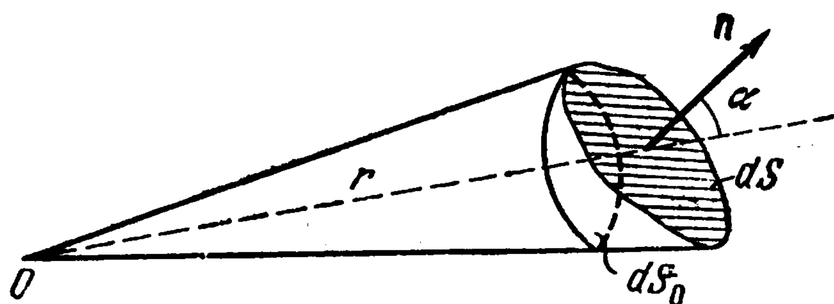


Рис. 1.8.

За единицу телесного угла принят телесный угол, опирающийся на участок поверхности сферы, площадь которого равна квадрату ее радиуса ($dS_0=r^2$). Эта единица называется стерадиан (*стер*). Наибольший телесный угол равен, очевидно, 4π *стер* (площадь всей поверхности сферы $4\pi r^2$), а безграничная плоскость видна из любой точки пространства под углом 2π *стер*. Как видно из рис. 1.8, площадка dS, нормаль к которой n составляет угол α с радиусом r, проведенным из точки наблюдения O, видна из последней под телесным углом

$$d\omega=\frac{dS_0}{r^2}=\frac{dS\cos\alpha}{r^2}. \qquad (4.2)$$

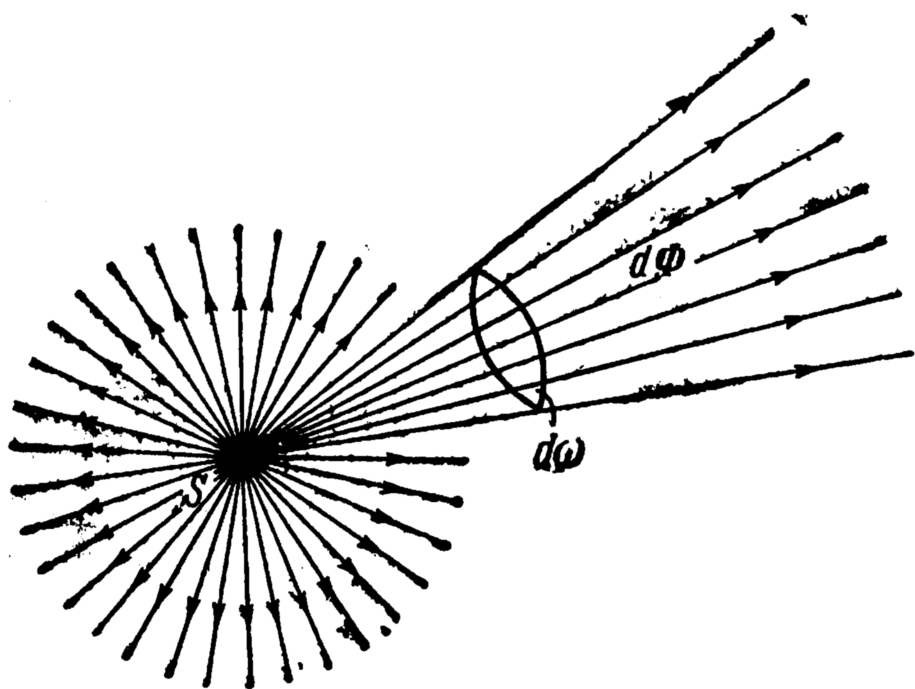


Рис. 1.9.

А. Энергетические единицы

Лучистый поток. Основной энергетической фотометрической величиной является лучистый поток Φ. Эта величина характеризует энергию, проходящую через данную поверхность за единицу времени, и измеряется соответственно в единицах мощности (*вт*, *эрг/сек*).

Сила излучения. Рассмотрим точечный источник S и выделим телесный угол $d\omega$ с вершиной в точке S (рис. 1.9). Обозначим лучистый поток, заключенный в телесном угле $d\omega$, через $d\Phi$. Тогда отношение

$$I=\frac{d\Phi}{d\omega} \qquad (4.3)$$

называется силой излучения (силой света)*) точечного источника в данном направлении. Из (4.3) следует, что сила излучения характеризуется величиной потока, заключенного в единице телесного угла, и измеряется соответственно в *вт/стер* или *эрг/сек·стер*.

Если поток, испускаемый точечным источником, равномерный во всех направлениях, то

$$I=\frac{\Phi}{\omega}=\frac{\Phi}{4\pi} \quad \text{и} \quad \Phi=4\pi I, \tag{4.4}$$

где Φ — полный лучистый поток, испускаемый источником по всем направлениям, т. е. во всем телесном угле $\omega=4\pi$. Если же поток неравномерен, то формула (4.4) определяет среднюю силу излучения источника.

Величина Φ является для данного источника постоянной и не может быть увеличена с помощью оптических приборов. Оптические приборы (зеркала, линзы) позволяют лишь перераспределить полный лучистый поток по телесному углу с целью получения в некоторых направлениях большего потока на единицу телесного угла, т. е. большей силы света. Так, например, применяя параболическое зеркало в прожекторах, удается увеличить силу света в одном определенном направлении в тысячи раз, за счет сильного ее уменьшения во всех других направлениях.

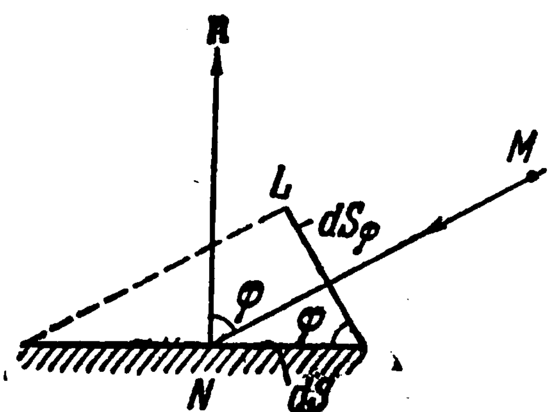


Рис. 1.10.

Лучистость. Интенсивность излучения протяженного источника характеризуется его лучистостью (яркостью) в данном направлении B_φ. Рассмотрим на поверхности источника около точки N элементарную площадку dS с нормалью **n** (рис. 1.10). Величина проекции площадки dS на плоскость L, перпендикулярную к направлению наблюдения NM, будет равна $dS_\varphi=dS\cos\varphi$, где φ — угол между NM и нормалью к площади dS. Эту величину dS_φ называют видимой поверхностью элемента площади источника dS в данном направлении. Рассматривая светящуюся площадку как точечный источник, можно по соотношению (4.3) определить ее силу излучения в данном направлении dI_φ. Величина

$$B_\varphi=\frac{dI_\varphi}{dS_\varphi}=\frac{dI_\varphi}{dS\cos\varphi} \tag{4.5}$$

называется лучистостью поверхности источника в данном направлении. Она численно равна силе света в данном направлении, соз-

*) По ГОСТ введены новые обозначения для энергетических единиц. Старые названия приведены в скобках.

даваемой единицей площади видимой поверхности источника, и измеряется в *вт/м²·стер* или *эрг/сек·см²·стер*.

Лучистость протяженного источника может быть различной в разных направлениях. Однако для таких источников, как Солнце и освещаемая посторонним источником матовая поверхность, величина B_φ не зависит от направления наблюдения:

$$B_\varphi = \text{const} = B. \tag{4.6}$$

Из (4.5) и (4.6) тогда следует, что

$$dI_\varphi = B\,dS\cos\varphi = dI_0\cos\varphi, \tag{4.7}$$

т. е. *сила света такого источника пропорциональна косинусу угла с нормалью (закон Ламберта) и максимальна в направлении нормали* (dI_0). Для создания таких одинаково ярких во всех направлениях источников технические светильники закрывают специальными молочными стеклами.

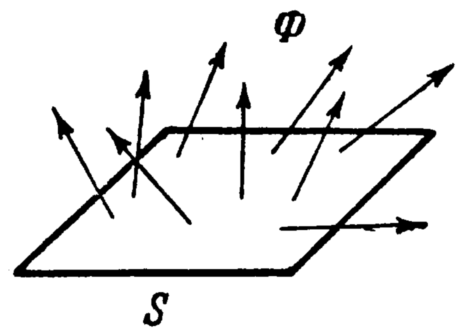


Рис. 1.11.

Плотность излучения. Светящаяся поверхность S (рис. 1.11) испускает лучистый поток Φ по всем направлениям (в телесном угле 2π). Лучистый поток, испускаемый единицей площади,

$$\frac{\Phi}{S} = R \tag{4.8}$$

характеризует плотность излучения (светность) источника и измеряется в *вт/м²* или *эрг/см²·сек*. Светность является интегральной величиной и для источников, у которых яркость по всем направлениям одинакова, связана с последней соотношением

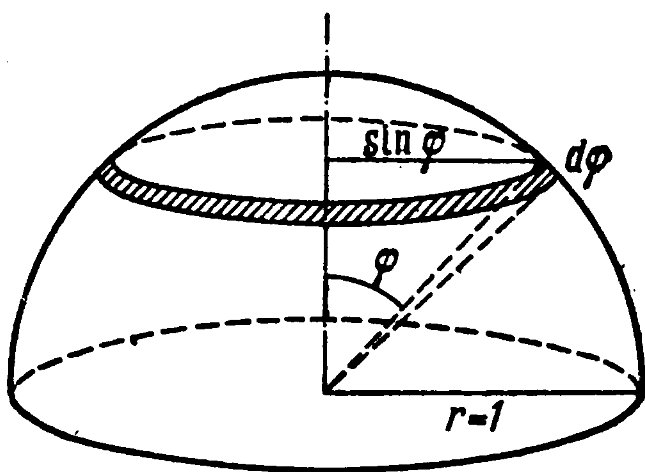


Рис. 1.12.

$$R = \pi B. \tag{4.9}$$

Из (4.3), (4.5) и (4.6)

$$\Phi = \int_\omega BS\cos\varphi\,d\omega = BS\int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos\varphi\, 2\pi\sin\varphi\,d\varphi,$$

так как элемент телесного угла $d\omega = 2\pi\sin\varphi\,d\varphi$ (рис. 1.12). Отсюда

$$R = \frac{\Phi}{S} = B\pi\int_0^{\frac{\pi}{2}} 2\sin\varphi\cos\varphi\,d\varphi = B\pi\sin^2\varphi\Big|_0^{\frac{\pi}{2}} = B\pi.$$

Облученность. Понятие облученности (освещенности) E относится уже не к источникам света, а характеризует интенсивность лучистой энергии, падающей на освещаемую поверхность. Величина E численно равна величине потока, падающего на единицу освещаемой поверхности (рис. 1.13), т. е.

$$E = \frac{d\Phi_{\text{пад}}}{dS} \tag{4.10}$$

и измеряется в *вт/м²* или *эрг/сек·см²*.

Если произвольно ориентированная в пространстве площадка dS освещается точечным источником O (рис. 1.8), то согласно (4.2):

$$dS = \frac{r^2}{\cos\alpha} d\omega,$$

где r — расстояние от источника до площадки, α — угол между направлением лучей и нормалью к площадке, а $d\omega$ — телесный угол, под которым видна площадка dS из точечного источника O. Освещенность этой поверхности

$$E = \frac{d\Phi}{dS} = \frac{d\Phi}{d\omega}\frac{\cos\alpha}{r^2} = \frac{I\cos\alpha}{r^2}, \tag{4.11}$$

так как согласно (4.3) отношение $\frac{d\Phi}{d\omega}$ есть сила света источника I.

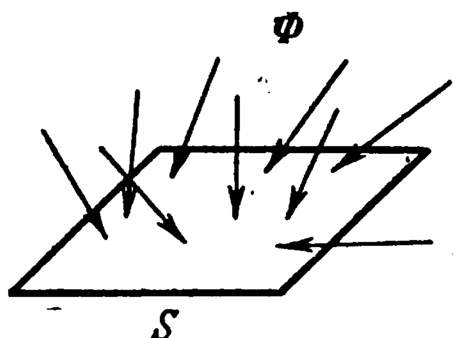


Рис. 1.13.

Формула (4.11) выражает два так называемых закона освещенности:

1. Освещенность площадки обратно пропорциональна квадрату расстояния от точечного источника (закон обратных квадратов).
2. Освещенность площадки прямо пропорциональна косинусу угла между направлением лучистого потока и нормалью к площадке (закон косинуса).

При наличии нескольких источников света освещенность поверхности равна сумме освещенностей, создаваемых каждым из этих источников в отдельности. При наличии большого протяженного источника для расчета создаваемой им освещенности необходимо разбить его мысленно на достаточно малые участки с силой света dI и проинтегрировать выражение (4.11) по всей поверхности источника.

От абсолютно белой поверхности ($\rho = 1$), освещаемой посторонним источником, отражается весь падающий поток $d\Phi_{\text{пад}}$. Рассматривая эту поверхность как вторичный источник света, можно на основании определений (4.8) и (4.10) сказать, что ее светность равна освещенности

$$R = E.$$

Если эта поверхность идеально рассеивающая и для нее выполняется закон Ламберта, то на основании (4.9)

$$B = \frac{R}{\pi} = \frac{E}{\pi} . \tag{4.12}$$

Для небелых отражающих поверхностей коэффициент отражения

$$\rho = \frac{d\Phi_{\text{отр}}}{d\Phi_{\text{пад}}}$$

меньше единицы и их яркость равна

$$B = \frac{\rho}{\pi} E. \tag{4.13}$$

Перечисленные фотометрические величины (Φ, I, B, R, E) дают объективную характеристику энергии света. Количественное определение этих величин может быть выполнено при применении такого приемника, который одинаково бы воспринимал лучистую энергию при различных длинах волн падающего света. Таким приемником является термоэлемент, превращающий всю падающую на него энергию света в тепловую и количественно измеряющий последнюю.

Б. Визуальные единицы

В большинстве оптических измерений приемником энергии света является человеческий глаз, а также фоточувствительные слои и фотоэлементы. Все эти приемники не обладают одинаковой чувствительностью к лучистой энергии различных длин волн и являются селективными (избирательными) приемниками света. Каждый такой приемник характеризуется своей кривой чувствительности к свету различных длин волн. На рис. 1.14 изображена кривая спектральной чувствительности среднего человеческого глаза при дневном зрении, которая в этом случае называется **к р и в о й в и д н о с т и**. По оси ординат в логарифмическом масштабе отложен коэффициент видности, условно принятый за единицу при длине волны 0,555 *мк* = 555 *нм* (желто-зеленая часть видимого спектра), наиболее эффективно воспринимаемой глазом. Энергия света

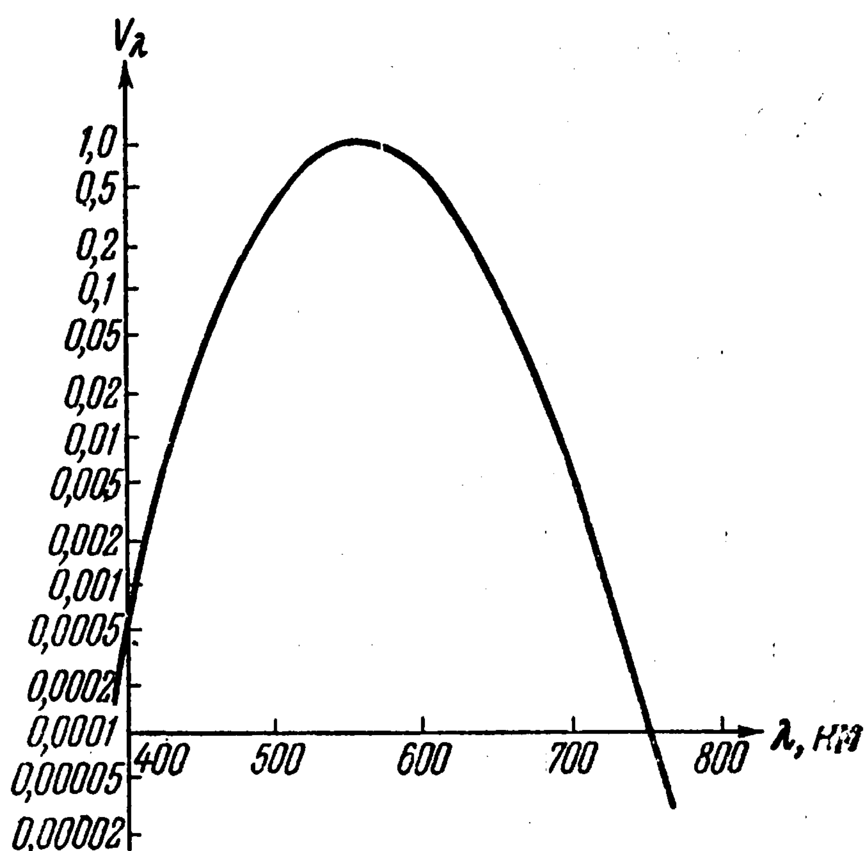


Рис. 1.14.

с длиной волны 510 *нм* или 610 *нм* должна быть в два раза больше, чем энергия света с $\lambda = 555$ *нм*, чтобы зрительные ощущения были одинаковыми. При $\lambda < 380$ *нм* и $\lambda > 780$ *нм* коэффициент видности равен нулю.

Указанные особенности зрительного восприятия приводят к тому, что субъективная оценка интенсивности света отличается от объективной энергетической. В соответствии с этим для характеристики фотометрических величин необходимо вводить специальные визуальные единицы измерения, пригодные лишь для видимого света. Введенные выше соотношения между фотометрическими величинами остаются в силе и необходимо лишь ввести эталон измерения для какой-нибудь одной из них.

Световой поток и сила света. Первоначально по международному соглашению в качестве основного был выбран эталон силы света — международная свеча. Этот условный эталон выполняется обычно в виде лампочки накаливания с определенным размером нити при определенной величине накаливающего ее тока.

За единицу светового потока был принят люмен:

$$1\,лм = 1\,св \cdot 1\,стер.$$

Таким образом, люмен является производной единицей и представляет собой световой поток, создаваемый равномерным точечным источником с силой света в 1 международную свечу в единице телесного угла (1 стерадиане). Так, например, полный световой поток (во всем телесном угле 4π), создаваемый 15-ваттной лампой накаливания с вольфрамовой нитью при напряжении 220 *в*, равен 101 *лм*.

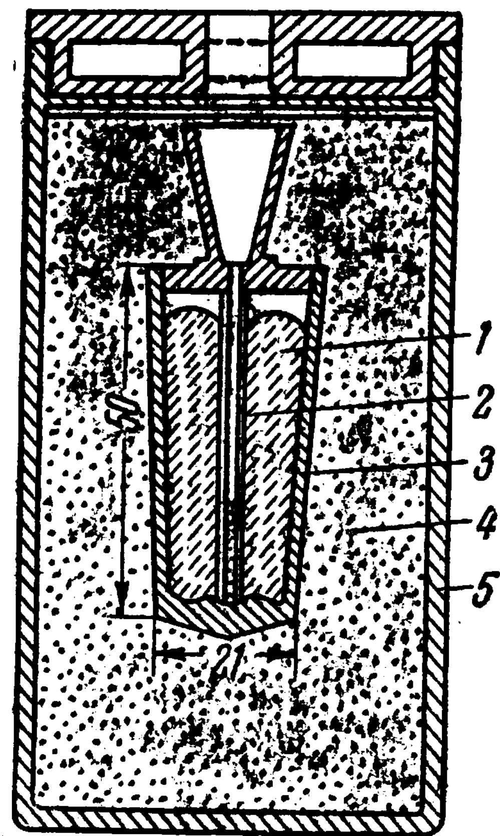


Рис. 1.15.

Как мы видели при анализе энергетических величин, основной световой величиной является световой поток, а все другие фотометрические величины определяются через этот поток Ф. Поэтому уже давно назрела необходимость перехода к такому световому эталону, который был бы легко и точно воспроизводим и являлся бы эталоном непосредственно светового потока, а не силы света (свеча) или другой производной световой величины.

Такой государственный световой эталон СССР был создан в 1948 г. П. М. Тиходеевым с сотрудниками. Схема устройства этого эталона изображена на рис. 1.15. Трубочка из плавленой

окиси тория *2* помещена в обогреваемый сосуд *3* из того же материала, заполненный $\sim$190 *г* платины *1*. Пространство между этим сосудом и внешним кварцевым сосудом *5* заполнено насадкой *4* также из окиси тория. Сосуд *3* нагревается до температуры затвердевания платины (2042,5°K) и расплавленная платина поддерживает постоянную температуру излучателя — трубки *2*. Излучающая трубка и внутренний сосуд изготовлены из окиси тория, поскольку последняя достаточно тугоплавка и не загрязняет расплавленную платину. Чистота платины проверяется по температурному коэффициенту электрического сопротивления R.

Отношение $\frac{R_{100°}}{R_{0°}}$ должно быть не ниже 1,390. Световой поток, испускаемый внутренней полостью трубки *2*, выходит через верхнее отверстие и используется как эталон для сравнения. Единица этого потока — люмен — определяется как световой поток, излучаемый при этих условиях с площади 5205×10^{-10} *м*².

Сопоставление этой новой единицы со «старым» люменом (определенным через международную свечу) показало, что 1 старый *лм* = 1,005 нового *лм*. При таком определении эталона единицей силы света будет

$$1\,св = 1\,лм/стер$$

в соответствии с определением (4.3) соответствующей энергетической единицы.

Я р к о с т ь. Световая единица яркости в системе СИ н и т (*нт*) представляет собой яркость поверхности источника, дающего с 1 *м*² площади в направлении нормали силу света в 1 международную свечу.

В соответствии с (4.5)

$$1\,нт = \frac{1\,св}{1\,м^2}.$$

В системе СГС в качестве основной единицы яркости принят с т и л ь б (*сб*); $1\,сб = \frac{1\,св}{1\,см^2}$ и, следовательно, $1\,сб = 10^4$ *нт*. Яркость пламени стеариновой свечи составляет примерно 0,5 *сб*, металлического волоска лампы накаливания — 150÷200 *сб*, а яркость поверхности Солнца — около 150 000 *сб*.

В системе СИ основной визуальной единицей является с в е ч а. Учитывая приведенные выше соотношения между величинами, формулу (4.12) и схему светового эталона, можно дать окончательное определение этой единицы: *Свеча — это такая сила света, при которой яркость полного излучателя при температуре затвердевания платины равна* 60 *свечам на* 1 *квадратный сантиметр.*

Светность и освещенность. Из (4.8) и (4.10) следует, что светность R и освещенность E имеют одинаковые размерности. Поэтому для их измерения можно применять одинаковые визуальные единицы — люкс или фот. Если на 1 $м^2$ поверхности падает равномерно распределенный по ней световой поток в 1 люмен, то освещенность поверхности равна 1 люксу (*лк*):

$$1 лк = \frac{1 лм}{1 м^2}.$$

Другим определением люкса может служить равномерная освещенность сферы радиусом в 1 *м* ($S=4\pi$ $м^2$), в центре которой помещен точечный источник света в 1 международную свечу ($\Phi=4\pi$ *лм*). Поэтому люкс называют также метросвечой.

Для различения обозначений по ГОСТ принято измерять освещенность в *лк*, а светность — в $лм/м^2$.

Применяется также единица фот, измеряемый потоком в 1 *лм*, распределенным равномерно по площади в 1 $см^2$:

$$1 ф = \frac{1 лм}{1 см^2}.$$

Очевидно, что 1 $лк=10^{-4}$ *ф*. Для нормальной работы действующими нормами СНИП установлены величины необходимой освещенности рабочих помещений и мест. Так, на столах в учебных помещениях освещенность должна быть не ниже 150 *лк*, в чертежных — 200 *лк*, в коридорах — 20—30 *лк*, на улицах — 2—4 *лк*.

Кривая видности позволяет установить соотношения между энергетическими и визуальными единицами измерения для каждой данной длины волны света. Так, для длины волны $\lambda=555$ *нм*, соответствующей наибольшей чувствительности глаза, механический эквивалент света равен

$$A_{555} = 0,0015 \ вт/лм,$$

а обратная ему величина видности (или световой отдачи)

$$V = \frac{1}{A} = 683 \ лм/вт.$$

Для $\lambda = 510$ *нм* величина видности в 2 раза меньше, а механический эквивалент света в 2 раза больше:

$$A_{510} = 0,003 \ вт/лм.$$

Приборы, применяемые для фотометрических измерений и служащие для сравнения источников света, называются фотометрами. В визуальных фотометрах учитывается особенность глаза, обусловленная тем, что он позволяет достаточно точно установить равенство освещенностей (точнее — яркостей) двух срав-

ниваемых поверхностей и не может дать количественной оценки соотношения освещенностей, если они различны. Наиболее благоприятное условие для установления равенства освещенностей двух поверхностей будет в том случае, когда эти поверхности соприкасаются и для глаза кажутся лежащими в одной плоскости.

Принципы конструктивного оформления, обеспечивающего выполнение этого условия, могут быть пояснены из анализа так называемого кубика Луммера — Бродхуна, изображенного на рис. 1.16. Два сравниваемые источника S_1 и S_2 с силой света I_1 и I_2 располагаются по обе стороны непрозрачного экрана E, одинаково рассеивающего (матового) и отражающего (белого) с обеих сторон. Рассеянный экраном свет падает на две вспомогательные белые (иногда зеркальные) поверхности E_1 и E_2, от которых отражается на кубик. Последний состоит из двух соприкасающихся прямоугольных призм A и B. Грань призмы A, соответствующая гипотенузе, имеет сферическую поверхность, частично сошлифованную на плоскость, соприкасающуюся с плоскостью призмы B. Тщательная пришлифовка призм образует в этом месте так называемый **оптический контакт**, т. е. в этом месте призмы A и B представляют собой как бы один сплошной кусок стекла. Свет от поверхности E_1, падая на призму A в месте оптического контакта, проходит без преломления в другую призму и далее через лупу L попадает в глаз, давая внутреннее поле сравнения в виде круга C. Остальные лучи испытывают полное внутреннее отражение от сферической грани и уходят в сторону.

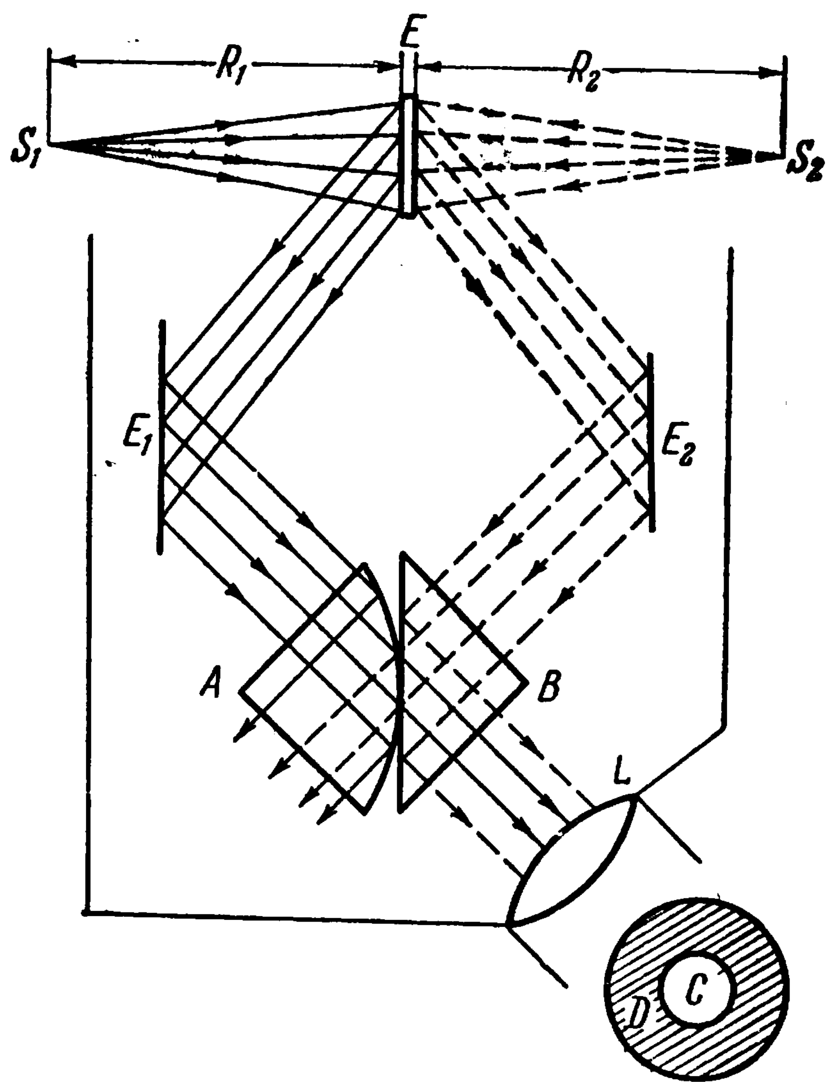


Рис. 1.16.

Часть лучей от поверхности E_2 также проходит через оптический контакт и уходит в сторону. Другая часть лучей на плоскости гипотенузы призмы B испытывает полное внутреннее отражение и направляется через ту же лупу в глаз, давая внешнее поле сравнения в виде кольца D, окружающего внутреннее поле.

Таким образом, освещенности обеих сторон экрана E сравниваются глазом при помощи освещенных полей C и D, соприкасающихся друг с другом и лежащих в одной плоскости. Изменяя

расстояния R_1 и R_2 от источников S_1 и S_2 до экрана E, добиваются исчезновения различия яркости полей сравнения, а, следовательно, равенства освещенностей. Поскольку лучи от источников падают на экран E нормально ($\cos\alpha = 1$), то, согласно (4.11),

$$\frac{I_1}{R_1^2} = \frac{I_2}{R_2^2}. \qquad (4.14)$$

Измеряя расстояния R_1 и R_2 и зная силу света эталонного источника I_1, можно отсюда определить силу света испытуемого источника I_2. Вследствие невозможности изменять расстояния R_1 и R_2 в очень широких пределах, в некоторых конструкциях фотометров применяют другие способы ослабления светового потока в известное число раз: сетки, вращающиеся диски с вырезами, светофильтры и пр.

Для измерения освещенности применяются приборы, называемые л ю к с м е т р а м и. В настоящее время широкое применение (например, в фотографических экспонометрах) находят люксметры, снабженные фотоэлементами, благодаря чему исключаются субъективные особенности наблюдателя. Особенно широко применяются селеновые фотоэлементы, кривая спектральной чувствительности которых близка к кривой чувствительности глаза. Фотоэлемент соединяется с чувствительным гальванометром, показания которого могут быть непосредственно проградуированы в люксах.

§ 5. Распространение света в неоднородной среде. Полное внутреннее отражение

В однородной среде свет распространяется прямолинейно с постоянной скоростью. Если же среда неоднородна, то в разных областях скорость его распространения $v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$ различна и прямолинейность световых лучей нарушается.

Простейшей неоднородностью является плоская граница раздела двух безграничных однородных сред, в которых свет распространяется со скоростями, равными соответственно v_1 и v_2. На рис. 1.17 показано, что луч I, падающий из первой среды под углом i к перпендикуляру, на границе раздела р а з д в а и в а е т с я на отраженный луч II, идущий в первой среде с той же скоростью v_1, и преломленный луч III, распространяющийся во второй среде под углом r к тому же перпендикуляру. Взаимное геометрическое расположение этих лучей определяется тремя з а к о н а м и Д е к а р т а:

1. Угол падения равен углу отражения:

$$i' = -i. \tag{5.1}$$

2. Отношение синуса угла падения к синусу угла преломления есть величина постоянная:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \text{const} = n_{2,1}. \tag{5.2}$$

3. Луч падающий, луч отраженный и луч преломленный лежат в одной плоскости с перпендикуляром, восставленным к границе раздела в точке падения.

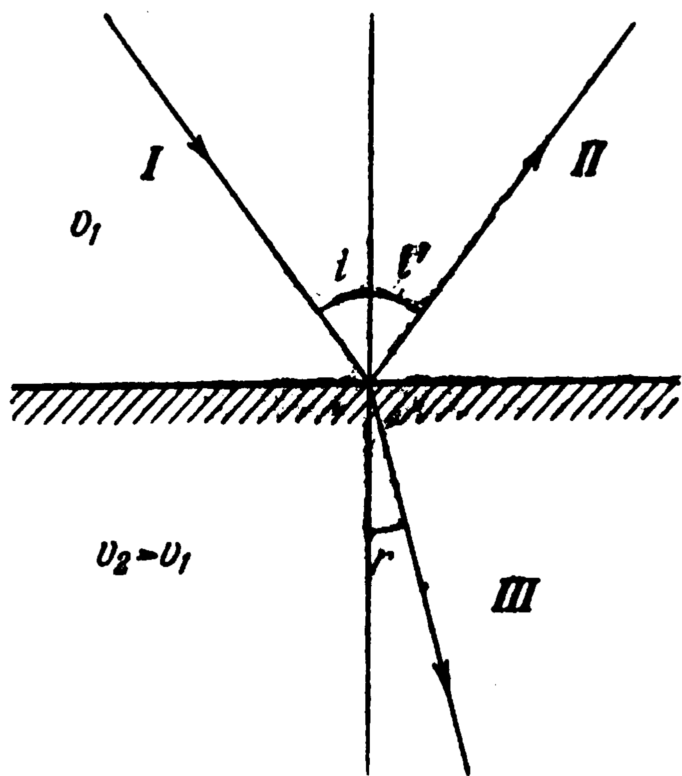


Рис 1.17.

Используя вывод волновой теории аналогично (1.5), мы можем написать, что относительный показатель преломления двух сред $n_{2,1}$ равен

$$n_{2,1} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{c/v_2}{c/v_1} = \frac{n_2}{n_1}, \tag{5.3}$$

т. е. отношению абсолютных показателей преломления этих сред $n_i = \frac{c}{v_i}$ по отношению к вакууму, в котором скорость света равна c. Используя соотношения (5.3), можно переписать закон преломления в симметричной относительно обеих сред форме:

$$n_1 \sin i = n_2 \sin r. \tag{5.4}$$

Из этой симметрии следует обратимость световых лучей. Если обратить направление луча III на рис. 1.17 и заставить его падать под тем же углом r на границу раздела, то преломленный луч будет распространяться в первой среде под углом i, т. е. пойдет обратно вдоль луча I.

Уравнение (5.4) может охватить и закон отражения. Поскольку отраженный луч II распространяется в той же самой первой среде, но по другую сторону перпендикуляра, то для него можно формально положить показатель преломления $n_2 = -n_1$. Подставляя это значение в равенство (5.4), получаем: $\sin i = -\sin i'$, т.е. $i' = -i$.

Для прозрачных непоглощающих сред падающий на границу раздела лучистый поток $\Phi_{пад}$ расщепляется на два:

$$\Phi_{пад} = \Phi_{отр} + \Phi_{прел}. \tag{5.5}$$

Коэффициент отражения

$$\rho = \frac{\Phi_{отр}}{\Phi_{пад}} \tag{5.6}$$

может быть рассчитан по формулам электромагнитной теории света и зависит от показателей преломления обеих сред n_1 и n_2, угла падения i, а также от степени поляризации луча (см. ниже, гл. VI). Если $n_2 = n_1$, то $\rho = 0$ и граница раздела двух сред, имеющих одинаковые показатели преломления, становится невидимой.

Показатель преломления воздуха возрастает с его плотностью и разность $n_{возд} - 1$ прямо пропорциональна плотности. С подъемом над поверхностью Земли плотность убывает (т. I, § 21) и уменьшается его показатель преломления. Луч света, пущенный вверх под некоторым углом к горизонту, встречает на своем пути оптически неоднородную среду с постепенно убывающим показателем преломления.

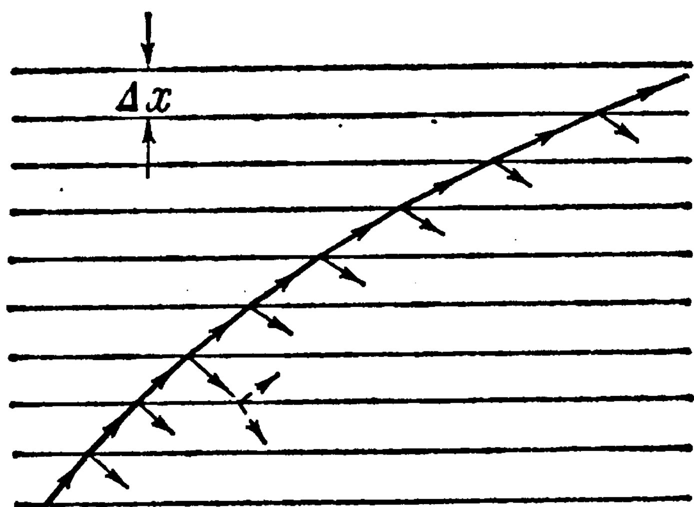


Рис. 1.18.

Для анализа процесса распространения луча в такой среде представим себе мысленно воздух состоящим из ряда горизонтальных слоев малой толщины Δx (рис. 1.18), отличающихся друг от друга по показателю преломления на малую величину Δn.

От каждой из границ последующих двух слоев будет происходить частичное слабое отражение и частичное преломление (на рис. 1.18 стрелочками показаны вторично рассеянные лучи). Так как показатель преломления у каждого последующего слоя меньше, чем у предыдущего, то в соответствии с (5.4) на каждой границе угол преломления будет больше угла падения, и луч постепенно отклоняется вниз от своего первоначального направления. Переходя к пределу и заменяя ломаную линию кривой, мы видим, что неоднородность среды вызывает одновременно два явления: непрямолинейность распространения света и непрерывное частичное его рассеяние в стороны, делающее заметным луч при наблюдении его со стороны. Последнее обстоятельство делает, например, видимыми потоки восходящего теплого воздуха, имеющего меньшую плотность и пониженный показатель преломления. Этим же объясняется кажущееся мерцание звезд, так как в атмосфере всегда есть перемежающиеся слои воздуха переменной плотности.

Непрямолинейность распространения света в атмосфере переменной плотности проявляется в астрономической рефракции — при наблюдении звезд под острыми углами к горизонту искривление лучей, показанное на рис. 1.18, приводит к тому, что кажущееся положение источника оказывается несколько выше истинного. У самого горизонта кажущийся подъем светила за счет рефракции составляет 36′. В жарких пустынных или степных районах

и в полярных областях сильный прогрев или охлаждение воздуха у земной поверхности приводит к появлению миражей: благодаря искривлению лучей становятся видимыми и кажутся близко расположенными предметы, на самом деле расположенные далеко за горизонтом (рис. 1.19).

При переходе света из среды с бо́льшим показателем преломления n_1 (оптически более плотной) в среду с меньшим показателем n_2 (оптически менее плотную), согласно (5.4):

$$\frac{\sin r}{\sin i}=\frac{n_1}{n_2}>1,$$

Рис. 11.9.

и преломленный луч удаляется от перпендикуляра. С увеличением угла падения i растет и угол преломления $r>i$. Когда угол падения достигает некоторого предельного значения $i_{\text{пред}}$, определяющегося из условия:

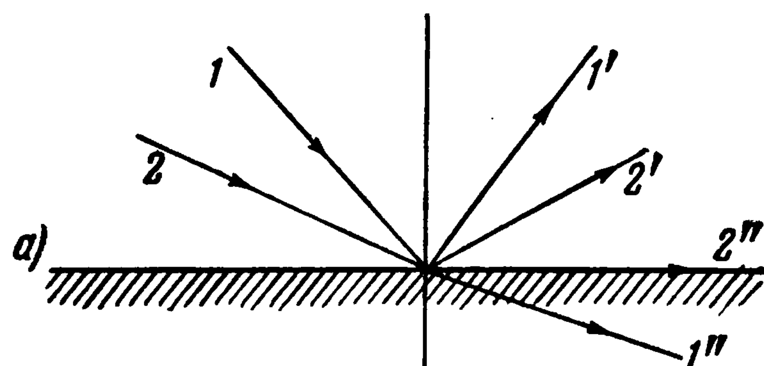
$$\sin i_{\text{пред}}=\frac{n_2}{n_1}=n_{2,1}, \qquad (5.7)$$

то $\sin r=1$, $r=\frac{\pi}{2}$ и преломленный луч направлен вдоль границы раздела (рис. 1.20, *а*). При еще большем угле падения $i>i_{\text{пред}}$.

$$\sin i>\frac{n_2}{n_1}$$

и

$$\sin r=\frac{n_1}{n_2}\sin i>1. \qquad (5.8)$$



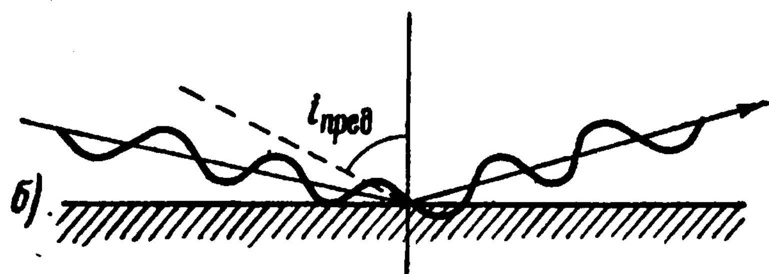


Рис. 1.20.

Для таких углов падения уравнение (5.8) дает мнимое значение угла преломления. Следовательно, при $i>i_{\text{пред}}$ преломление прекращается и остается лишь отраженный луч (рис. 1.20, *б*). Это явление носит название **полного внутреннего отражения** — вся энергия света, падающего на границу раздела, при этом полностью отражается обратно в первую среду.

Волновая природа света приводит к некоторому уточнению и детализации явлений, происходящих при полном внутреннем отражении. Детальное теоретическое исследование этого явления, выполненное А. А. Эйхенвальдом, показало, что при полном внутреннем отражении электромагнитная

волна проникает во вторую среду с амплитудой, очень быстро затухающей в направлении, перпендикулярном к границе раздела. При этом поток лучистой энергии частично заходит во вторую среду и, описывая сильно искривленный путь, на расстоянии порядка половины длины волны вновь выходит в первую среду (рис. 1.20, *б*).

Л. И. Мандельштам, выбрав в качестве второй среды раствор флюоресцирующего вещества, показал на опыте, что подобное проникновение света

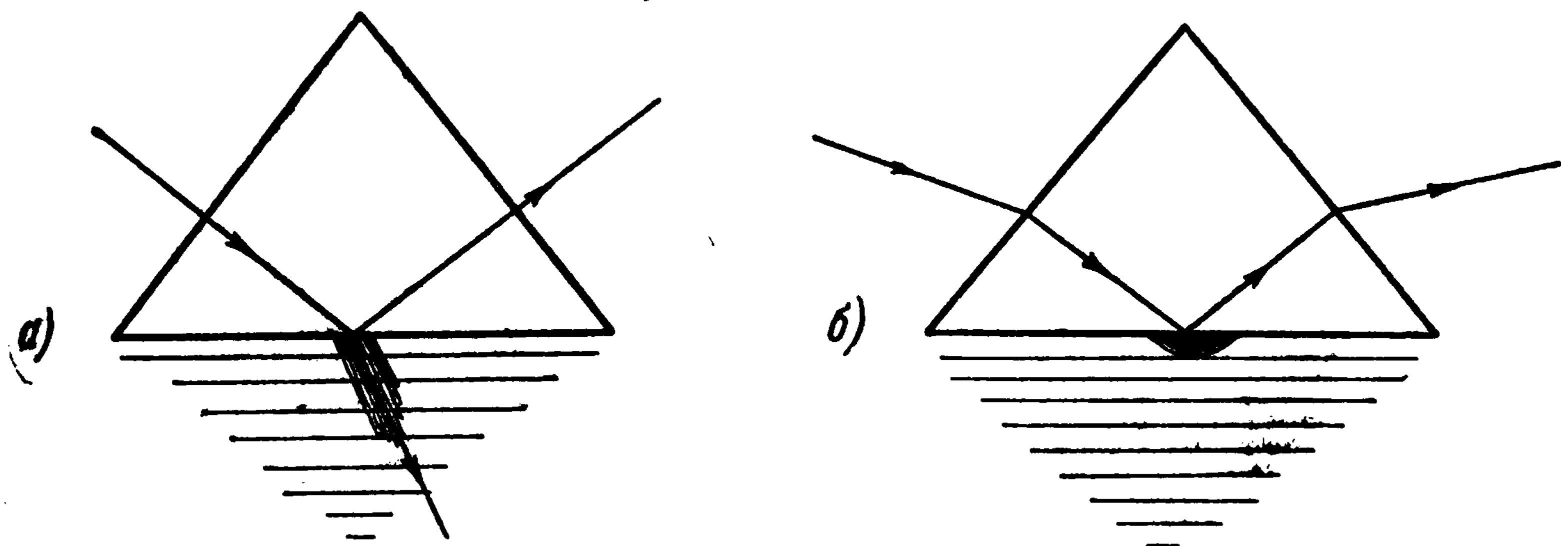


Рис. 1.21

на малую глубину во вторую среду действительно имеет место. При падении луча на границу стеклянной призмы и раствора ($n_{стекла} > n_{раств}$) под углом, меньшим угла полного внутреннего отражения $i_{пред} = \arcsin \frac{n_{раств}}{n_{стекла}}$, в растворе была видна зеленая флуоресценция (свечение) на всем пути преломленного луча, как это показано на рис. 1.21, *а*. При $i > i_{пред}$ след преломленного луча в растворе исчезает, но отчетливо наблюдается флуоресценция слоя раствора, непосредственно прилегающего к призме в месте отражения (рис. 1.21, *б*).

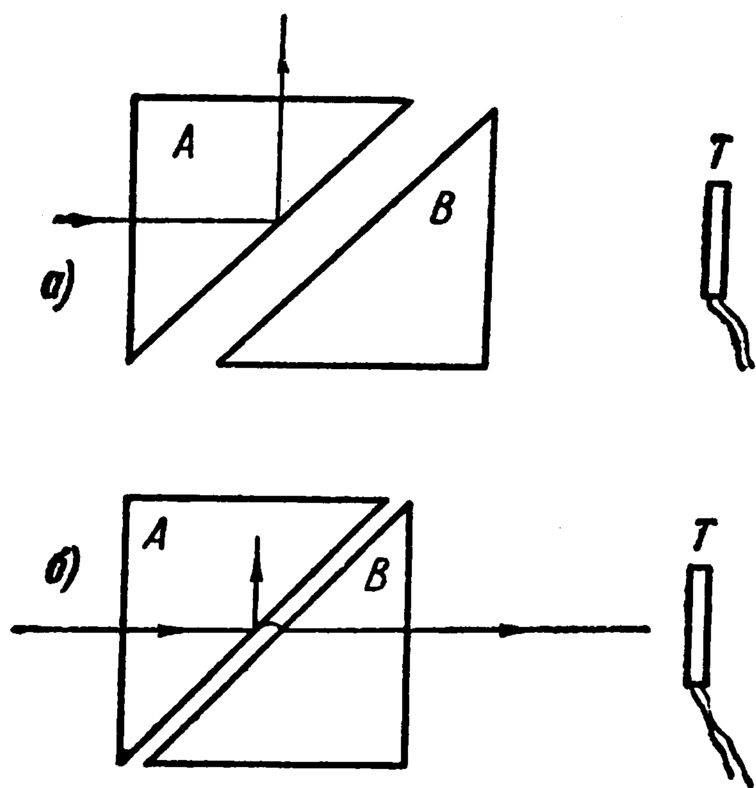
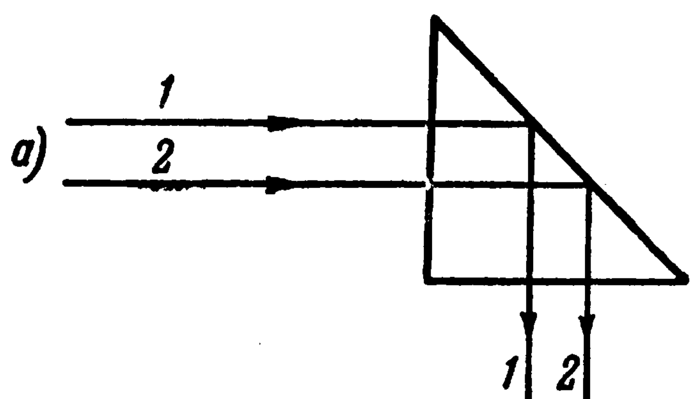


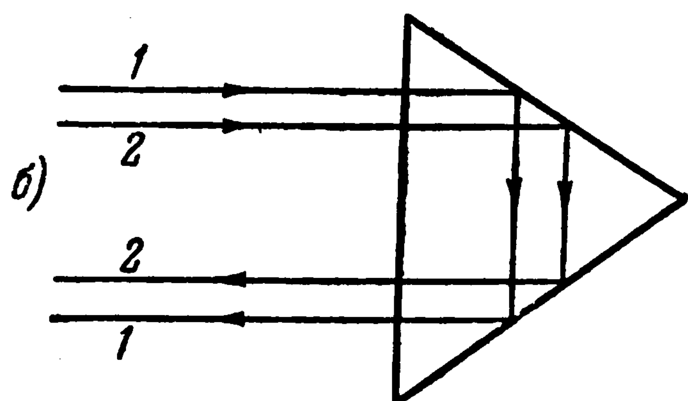
Рис. 1.22.

Пусть между двумя прозрачными телами имеется тонкий зазор толщиной много меньше длины волны, заполненный прозрачной средой меньшей оптической плотности. Тогда при падении света на границу зазора под углом $i > i_{пред}$ лучистая энергия, проходящая в зазор на расстояние $d \ll \lambda$, не успевает повернуть полностью обратно и перейдет далее во второе тело с большей оптической плотностью. Это явление легче обнаруживать в случае инфракрасных лучей с длиной волны порядка нескольких микронов. При большом зазоре между призмами *A* и *B* (рис. 1.22, *а*) лучи испытывают полное внутреннее отражение от границы призмы *A* и воздушного зазора и термоэлемент *T* не обнаруживает излучения. Если же сделать толщину воздушного зазора между призмами *d* меньше микрона (рис. 1.22, *б*), то лишь часть лучистой энергии испытает отражение, а остальная пройдет через зазор и призму *B* и будет зарегистрирована термоэлементом.

Явление полного внутреннего отражения используется в различных оптических приборах (бинокли, перископы и др.), а также для измерения показателей преломления (рефрактометры). Показатель преломления различных сортов стекла — около 1,5. Поэтому предельный угол для границы стекло—воздух составляет $i_{пред} = \arcsin \frac{1}{1,5} = 42°$ и при падении лучей на эту границу под несколько бóльшим углом, равным 45°, будет всегда происходить полное внутреннее отражение.

На рис. 1.23 изображены призмы полного внутреннего отражения, в которых соблюдено это условие. В случае (*а*) изображение повернуто на 90°.





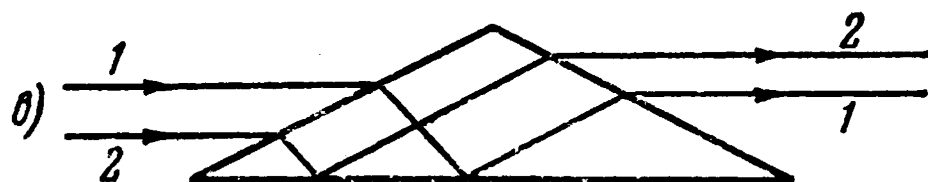


Рис. 1.23.

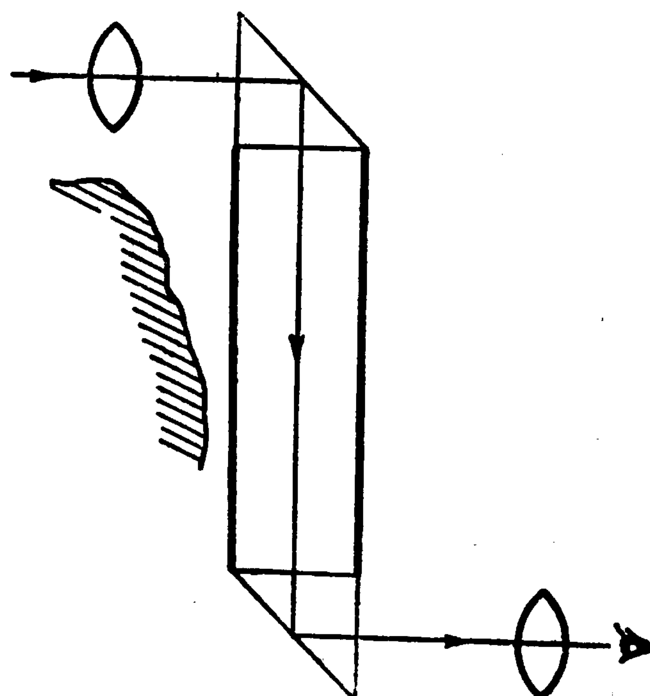


Рис. 1.24.

В случае (*б*) изображение перевернуто за счет двухкратного полного внутреннего отражения от боковых граней призмы. Оборотной также является и призма (*в*), где полное внутреннее отражение происходит от нижней грани призмы.

На рис. 1.24 показана схема хода лучей и получения изображения в перископе, предназначенном для наблюдений из-за укрытия. В принципе можно было бы добиться того же эффекта, заменив призмы в перископе двумя наклонными зеркалами. Однако при отражении от металлического зеркала часть лучистой энергии проникает в металл и поглощается в последнем. При полном же внутреннем отражении такие потери энергии не наблюдаются.

В рефрактометре капля испытуемой жидкости вводится между двумя призмами ABC и DEF, изготовленными из стекла с высоким

показателем преломления ($n_1=1{,}72$), и растекается между ними (рис. 1.25). Рассеянный свет направляется снизу на грань AB и попадает на границу AC с жидкостью (показатель преломления $n_2<n_1$) под самыми различными углами. Те из лучей, которые упадут на поверхность AC под углом, меньшим предельного, практически не отразятся, а пройдут в жидкость и далее в призму DEF. Те лучи, которые упадут на слой жидкости под углом, большим предельного, претерпят в призме ABC полное внутреннее отражение и выйдут через грань BC. В поле зрения трубы T, поставленной на пути этих лучей, будут наблюдаться две области: верхняя — ярко освещенная и нижняя — темная.

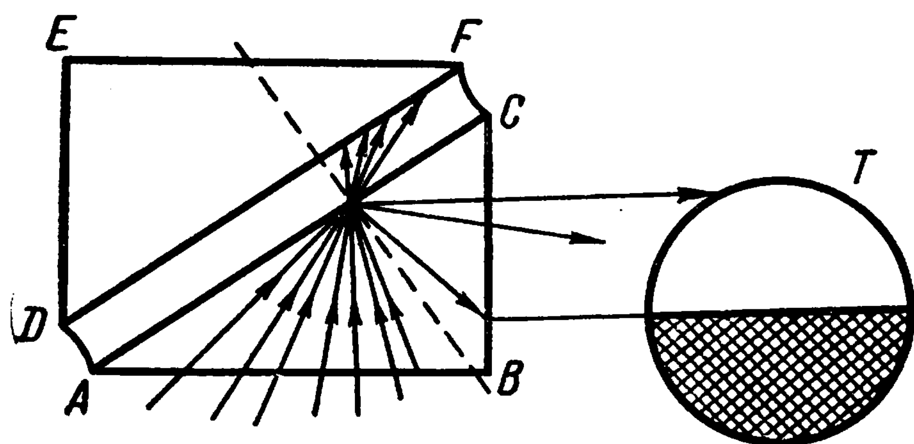


Рис. 1.25.

Вращая систему призм или трубу друг относительно друга, добиваются совмещения границы преломления с горизонтальной нитью, расположенной в окулярной части зрительной трубы, и отсчитывают по неподвижному кругу, которым снабжен рефрактометр, величину угла $i_{\text{пред}}$. Согласно (5.7), искомый показатель преломления жидкости равен

$$n_2=n_1 \sin i_{\text{пред}}. \tag{5.9}$$

Поскольку показатель преломления призмы n_1 известен заранее, то неподвижный круг рефрактометра градуируют непосредственно в значениях величины n_2 с точностью до третьего или четвертого знака после запятой.

Показатель преломления жидкости зависит от ее состава. Поэтому, измеряя с помощью рефрактометра величину n_2, можно судить о степени чистоты данного индивидуального вещества, а для бинарных смесей — определять концентрацию раствора.

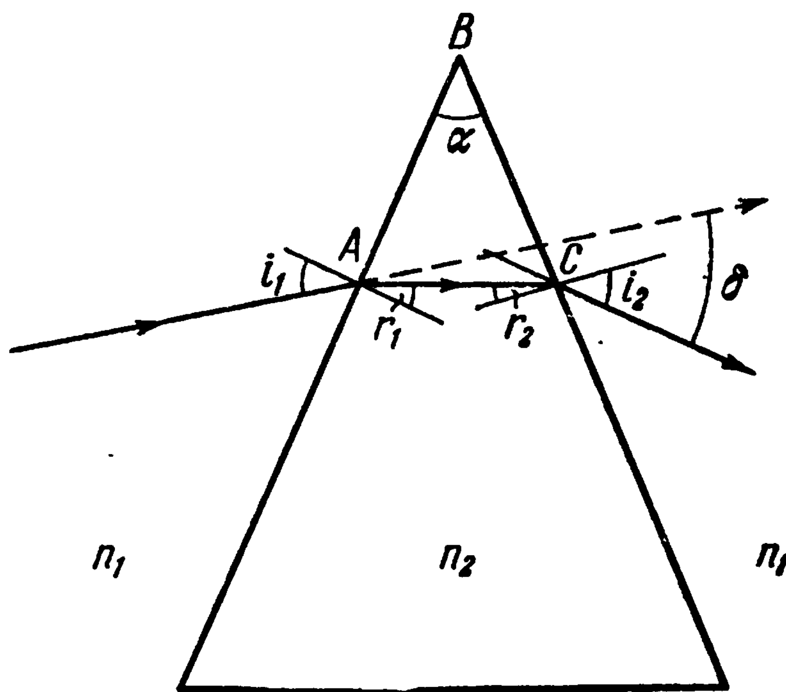


Рис. 1.26.

В заключение данного параграфа рассмотрим еще случай преломления лучей на двух последовательно расположенных плоскостях в так называемой т о н к о й п р и з м е, изображенной на рис. 1.26. Обозначим угол при вершине призмы через α и угол падения на переднюю грань

через i_1. Преломившись, луч пойдет внутри призмы под углом r_1 к перпендикуляру и упадет под углом r_2 на заднюю грань призмы. Выйдя наружу под углом i_2 к перпендикуляру, луч будет распространяться далее, отклонившись на некоторый угол δ от своего первоначального направления. Для расчета угла отклонения δ в призме необходимо использовать закон преломления (5.4) для каждой из граней, т. е.

$$\left.\begin{aligned} n_1 \sin i_1 &= n_2 \sin r_1, \\ n_2 \sin r_2 &= n_1 \sin i_2, \end{aligned}\right\} \tag{5.10}$$

где n_2 — показатель преломления вещества призмы, а n_1— показатель преломления окружающей среды.

Будем считать призму тонкой и положим угол α и все углы падения и преломления i_k и r_k малыми, т. е. меньше 5—6°. В этом случае все синусы в уравнениях (5.10) можно практически заменить величинами самих углов, выраженными в радианах, и тогда

$$i_1 = n_{2,1} r_1 \quad \text{и} \quad i_2 = n_{2,1} r_2, \tag{5.11}$$

где $n_{2,1} = \frac{n_2}{n_1} = n$ — показатель преломления вещества призмы относительно среды. Из геометрических построений видно, что

$$\delta = (i_1 - r_1) + (i_2 - r_2) = (n-1) r_1 + (n-1) r_2 = (n-1)(r_1 + r_2). \tag{5.12}$$

Из условия, что сумма внутренних углов треугольника ABC равна 180°, т. е. π, следует

$$\left.\begin{aligned} \alpha + \left(\frac{\pi}{2} - r_1\right) + \left(\frac{\pi}{2} - r_2\right) &= \pi, \\ \alpha &= r_1 + r_2. \end{aligned}\right\} \tag{5.13}$$

Сопоставляя (5.12) и (5.13), находим окончательно, что

$$\delta = (n-1)\alpha. \tag{5.14}$$

Таким образом, угол отклонения луча в тонкой призме прямо пропорционален углу раствора призмы α и отклонению относительного показателя преломления n от единицы и не зависит от угла падения i_1.

Если призма не тонкая и синусы углов нельзя заменять самими углами, то отклонение вышедшего луча зависит от угла падения, т. е.

$$\delta = f(n-1, \alpha, i). \tag{5.15}$$

Тригонометрический расчет показывает, что в этом случае минимальное отклонение луча $\delta_{мин}$ будет наблюдаться при симметричном ходе лучей ($i_2 = i_1$). Измерив величину $\delta_{мин}$, можно определить

показатель преломления призмы по соотношению

$$n=\frac{\sin\frac{\delta_{\text{мин}}+\alpha}{2}}{\sin\frac{\alpha}{2}}. \qquad (5.16)$$

§ 6. Дисперсия света. Фазовая и групповая скорости

Переменное электромагнитное поле с любой частотой изменения со временем распространяется в вакууме с одной и той же скоростью c. Это относится, следовательно, и к видимому свету всех частот (длин волн). Каждой частоте колебаний ν соответствует в вакууме вполне определенная длина волны

$$\lambda_0=\frac{c}{\nu}. \qquad (6.1)$$

Электромагнитная волна, колебания в которой происходят с одной строго постоянной частотой ν, называется монохроматической («одноцветной»). Если монохроматическая волна попадает в какую-либо среду, то ее поле возбуждает вынужденные колебания связанных зарядов среды с той же самой частотой ν. Колеблющиеся заряды создают вторичные электромагнитные волны опять-таки той же частоты ν. Суммарная электромагнитная волна, распространяющаяся в среде, представляет собой наложение (суперпозицию) первичной и вторичных волн и имеет частоту ν, равную частоте исходной волны, падавшей на данную среду, но изменяет свою амплитуду, фазу и скорость распространения v.

Как мы видели в I томе (§ 54), амплитуда и фаза вынужденных колебаний зависит от частоты вынуждающей силы ν, точнее от ее отношения к частоте собственных колебаний системы ν_0. В данной среде с определенными значениями ν_0, монохроматические волны различной частоты будут создавать вынужденные колебания зарядов с амплитудой и фазой, зависящей от ν. Соответственно различны будут амплитуды и фазы испускаемых при этом вторичных волн.

Следовательно, скорость распространения каждой волны будет зависеть от ее частоты:

$$v=f(\nu). \qquad (6.2)$$

Поскольку, согласно макроскопической теории Максвелла, $v=\frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$ (т. II, § 50), то это означает, что и диэлектрическая проницаемость среды зависит от частоты колебаний внешнего электро-

магнитного поля ν. Показатель преломления данной волны

$$n=\frac{c}{v}=\frac{c}{f(\nu)}=\psi(\nu) \tag{6.3}$$

оказывается зависящим от частоты падающего света и длина волны в среде

$$\lambda_{ср}=\frac{v}{\nu}=\frac{c}{\nu}\frac{v}{c}=\frac{\lambda_0}{n} \tag{6.4}$$

меняется для каждой частоты в различное число раз.

Это явление — зависимость показателя преломления от частоты падающего света — носит название **дисперсии света**. Преломленный свет сохраняет ту же частоту колебаний ν, что и падающий, но изменяет скорость своего распространения v, показатель преломления n и длину волны λ в зависимости от конкретных свойств среды. Совокупность монохроматических волн различной частоты в пустоте будет двигаться совместно с одной и той же скоростью c. Попадая в какую-либо среду, они начнут двигаться с различными скоростями, по-разному преломляться и разойдутся по различным направлениям — будут диспергировать.

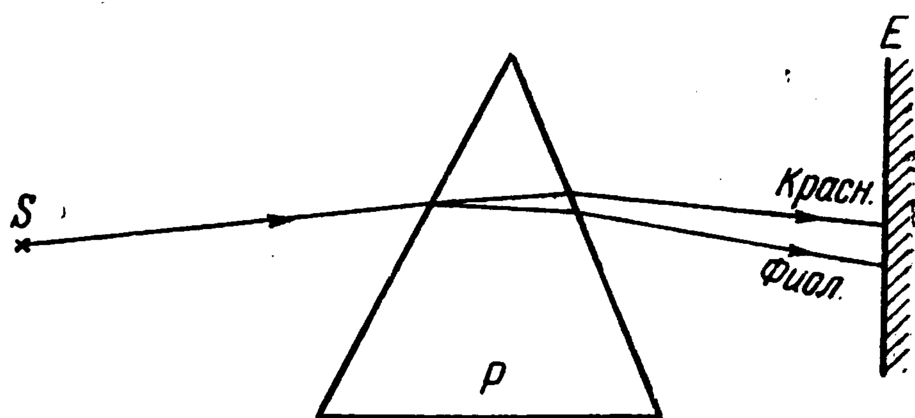


Рис. 1.27.

Опытное изучение явления дисперсии света впервые осуществил Ньютон в 1666 г., пропуская «белый» свет через призму. Пучок лучей от линейного источника света S (щель) направлялся на призму P и после отклонения падал на экран E (рис. 1.27). На экране при этом наблюдался **спектр**, т. е. широкая полоска, окрашенная в непрерывно чередующиеся цвета радуги — от красного до фиолетового. Согласно формуле (5.14), для тонкой призмы угол отклонения лучей δ возрастает с увеличением показателя преломления n. Следовательно, наиболее отклоняющиеся фиолетовые лучи обладают меньшей скоростью распространения в стекле, чем менее отклоняющиеся красные.

Если сравнить между собой спектры, получаемые от призм из разных материалов, то оказывается, что не только лучи одной и той же частоты отклоняются этими призмами на различный угол, но и ширина участков спектра, соответствующих одинаковому интервалу частот $\nu_1—\nu_2$, будет, вообще говоря, различной. Это означает, что вещества отличаются не только показателями преломления, но и формой кривой зависимости его от частоты $n=\psi(\nu)$. Как говорят, разные материалы обладают различной дисперсией.

На рис. 1.28 приведен примерный ход кривой так называемой нормальной дисперсии для стекла в видимой области. Обычно показатель преломления n выражают в зависимости не от частоты ν, а от длины волны данного света в пустоте $\lambda_0 = \frac{c}{\nu}$, как это показано на рисунке. Мерой дисперсии является уменьшение показателя преломления $-\Delta n$ на определенном интервале длин волн $\Delta\lambda$. Отношение $\frac{-\Delta n}{\Delta\lambda}$, вообще говоря, различно в различных областях спектра. Как видно из рис. 1.28, для стекла в фиолетовой части спектра $\frac{-\Delta n}{\Delta\lambda}$ больше, чем в красной, и одинаковый интервал длин волн $\Delta\lambda$ будет после преломления стеклянной призмой пространственно более растянут в фиолетовой области. Призматические спектры поэтому являются неравномерными и степень этой неравномерности зависит от сорта стекла, из которого изготовлена призма.

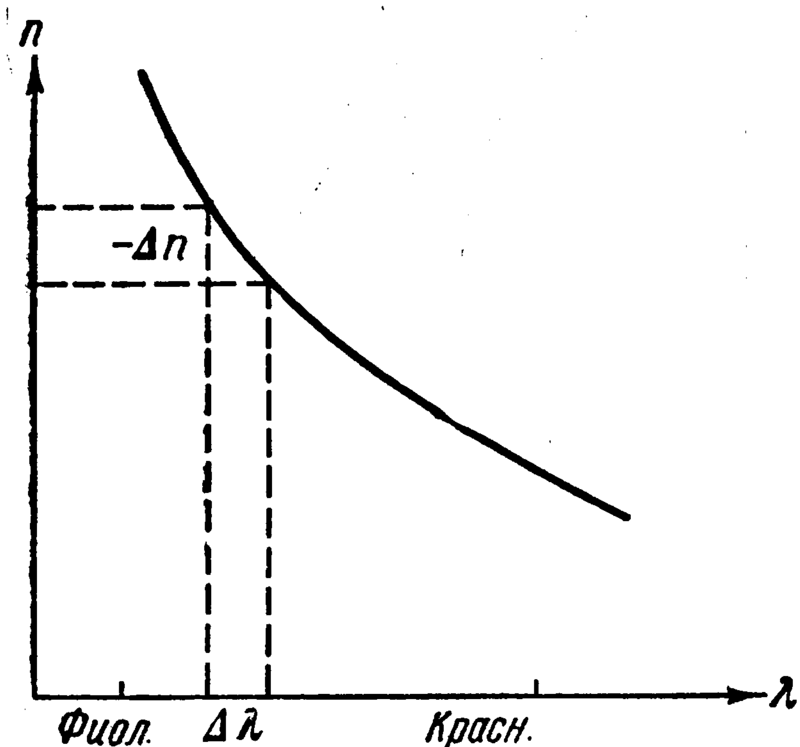


Рис. 1.28

Если продолжить кривую зависимости

$$n = \varphi(\lambda_0) \qquad (6.5)$$

в область невидимых глазом ультрафиолетовых ($\lambda < 400$ *нм*) и инфракрасных ($\lambda > 780$ *нм*) лучей, то эта кривая будет немонотонной. Наряду с участками нормальной дисперсии, у которых $\frac{-\Delta n}{\Delta\lambda} > 0$, появятся и участки так называемой аномальной дисперсии, для которых

$$\frac{-\Delta n}{\Delta\lambda} < 0,$$

и с увеличением λ показатель преломления возрастает. Для ряда веществ подобная аномальная дисперсия наблюдается и в видимой области спектра.

Участки аномальной дисперсии наблюдаются вблизи резонанса, когда частота падающего света ν приближается к одной из частот собственных колебаний ν_i электрических зарядов в веществе. С увеличением частоты ν и приближением ее к ν_i амплитуда вынужденных колебаний этих зарядов резко возрастает, происходит сильное поглощение энергии первичной волны и задержка с ее обратным испусканием. Благодаря этой задержке средняя скорость

движения фотонов в среде $v_{ср}$ сильно падает, а коэффициент преломления $n = \frac{c}{v_{ср}}$ круто возрастает. При переходе за резонансную частоту ($\nu > \nu_i$) амплитуда вынужденных колебаний круто падает, а фаза резко меняется на противоположную (т. I, § 54). Это приводит к уменьшению поглощения фотонов, возрастанию их средней скорости распространения и уменьшению показателя преломления на узком участке аномальной дисперсии (рис. 1.29). При дальнейшем уменьшении λ_0 частота падающего света начинает приближаться к следующей резонансной частоте и показатель преломления вновь возрастает. Таким образом, широкие области нормальной дисперсии перемежаются в спектре данного вещества узкими участками аномальной дисперсии, соответствующими резонансным частотам.

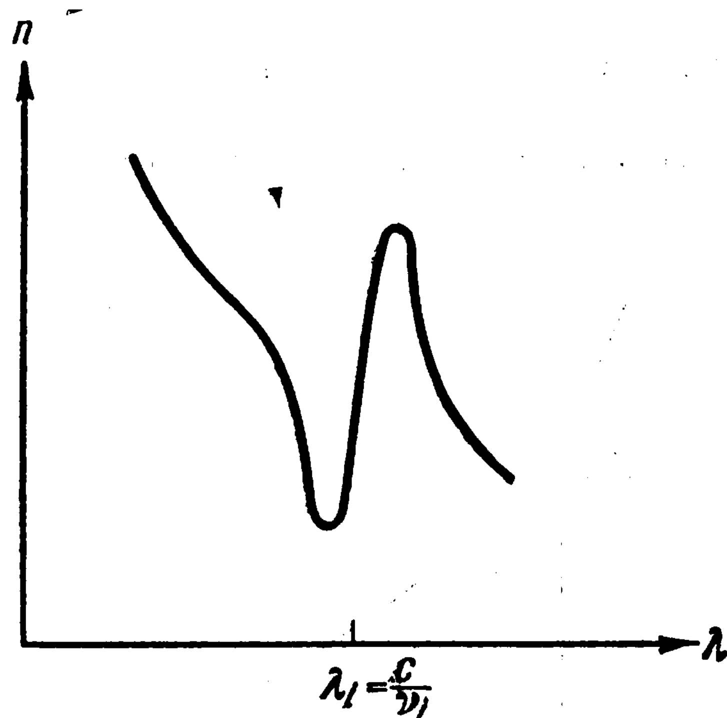


Рис. 1.29.

Наблюдение аномальной дисперсии позволяет определять собственные частоты колебаний атомов и расшифровать детали строения тел. В 1912 г. Д. С. Рождественский разработал интерференционный метод «крюков», позволивший точно измерять аномальную дисперсию паров и определить энергетические уровни электронов в атомах. Для понимания идеи этого метода представим себе, что уже разложенный в спектр белый свет (рис. 1.30) преломляется веществом и отклоняется вниз. Участки спектра с бо́льшим n отклоняются сильнее и на участке аномальной дисперсии форма отклоненного спектра воспроизводит кривую (6.5), как это показано на рис. 1.30.

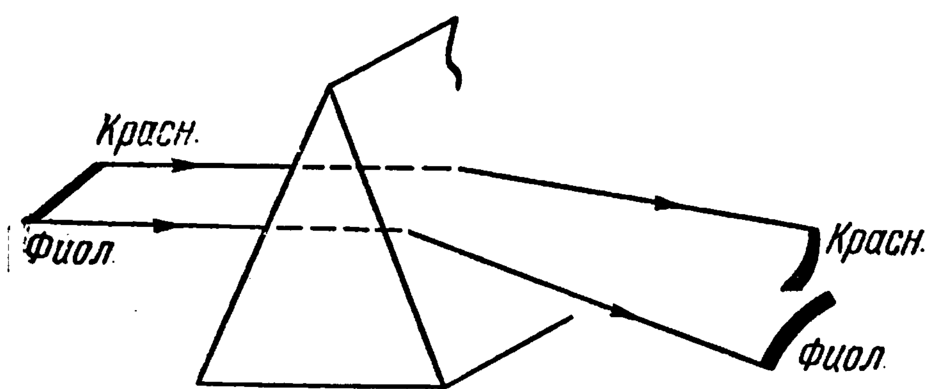


Рис. 1.30.

Когда ν близко к ν_i, то амплитуда вынужденных колебаний электрических зарядов становится большой и часть поглощенной световой энергии, благодаря их взаимным столкновениям, не излучается обратно, а переходит в тепловую. Поэтому в области аномальной дисперсии происходит сильное поглощение и понижение прозрачности тел.

Очень короткие электромагнитные волны, соответствующие рентгеновским лучам ($\lambda \approx 10^{-8}$ *см*), имеют очень высокую частоту, превышающую все резонансные частоты электрических зарядов в атомах, молекулах и кристаллах. Поэтому такие лучи почти не поглощаются веществом и свободно проходят сквозь большие толщи тел («просвечивают» тела). Соответственно этому скорость распространения рентгеновских лучей в веществе практически не отличается от скорости света в пустоте, и показатель преломления можно считать равным единице.

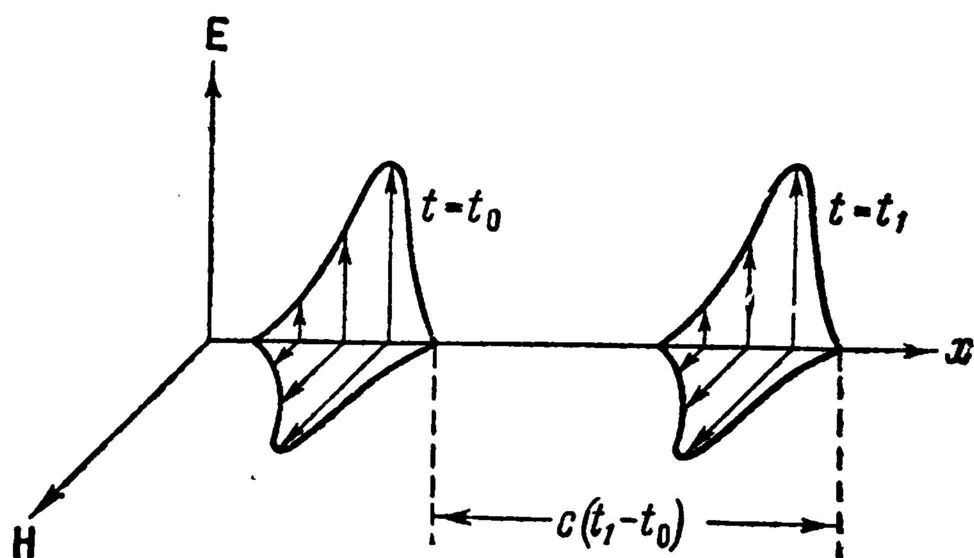


Рис. 1.31.

Наличие дисперсии приводит к тому, что понятие о скорости распространения электромагнитного поля в среде теряет свою простоту и однозначность.

В вакууме любое переменное электромагнитное поле, будь то монохроматическая (синусоидальная) волна или суперпозиция нескольких волн, распространяется с одной и той же скоростью c. Сигнал в виде импульса электромагнитного поля, имеющий в момент t_0 любую произвольную форму, будет перемещаться как единое целое и к моменту t_1 все его участки переместятся на одно и то же расстояние $\Delta x = c(t_1 - t_0)$ (рис. 1.31).

Иная картина будет наблюдаться при распространении электромагнитного поля в среде. Даже если импульс первоначально был очень узким, то по

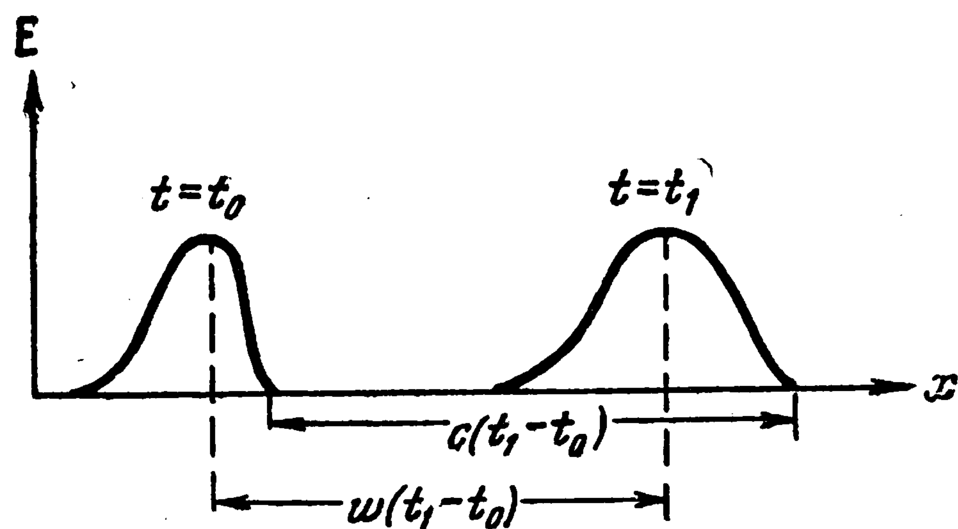


Рис. 1.32.

мере его передвижения и наложения на него вторичных волн, испускаемых возбужденными электрическими зарядами среды, этот импульс постепенно будет деформироваться и расползаться. Как видно из рис. 1.32, при этом возникает затруднение: что называть скоростью распространения импульса?

Очевидно, что начальный участок — фронт импульса — движется в среде, заряды которой еще не успели возбудиться, и распространяется как в вакууме, т. е. со скоростью c. Пока импульс еще не очень сильно деформиро-

вался и расползся, можно ввести понятие о скорости перемещения максимальной его амплитуды, центра тяжести или основной части переносимой энергии. Все эти величины будут близки друг к другу и их можно объединить одним понятием — скорости сигнала w. На рис. 1.32 показано, что $w < c$ (фронт волны, распространяющийся со скоростью c, всегда впереди «центра тяжести» волны) и лишь в вакууме (рис. 1.31) скорость любого электромагнитного сигнала равна скорости света в пустоте c, так как в силу отсутствия дисперсии сигнал вообще не деформируется и все его части перемещаются с одинаковой скоростью c.

Для материальной точки понятие скорости ее движения, как отношения $\frac{\Delta x}{\Delta t}$, имело вполне определенное и однозначное значение. Из рассмотренных примеров видно, что для такого протяженного материального объекта, каковым является электромагнитное поле, понятие скорости перемещения поля имеет ограниченную применимость, поскольку за один и тот же промежуток времени Δt расстояния Δx, на которые перемещаются различные участки сигнала, могут быть разными.

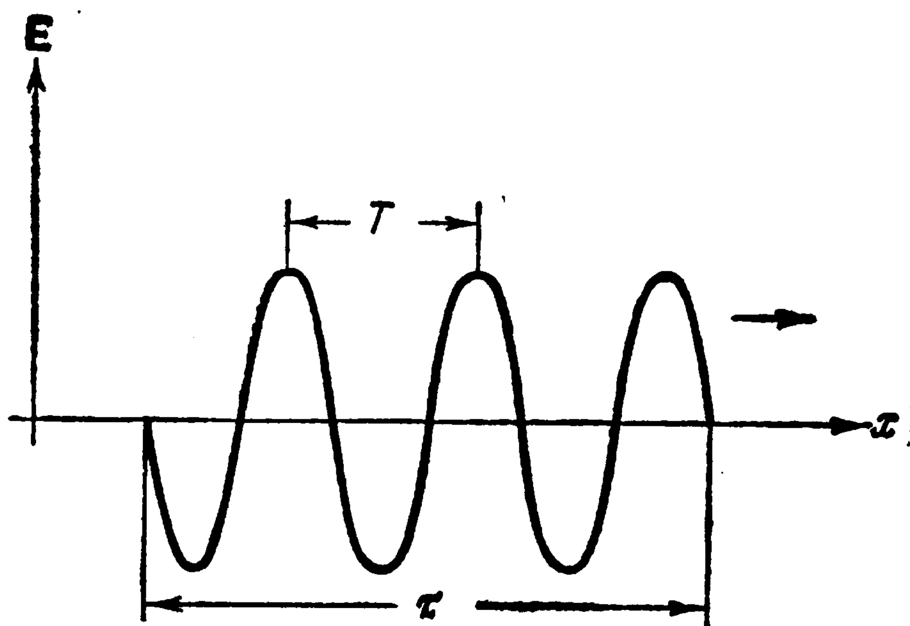


Рис. 1.33.

Реальный электромагнитный сигнал представляет собой набор близких по частоте монохроматических волн с периодом, много меньшим общей продолжительности сигнала τ, как это, например, изображено на рис. 1.33. Рассмотрим, что следует понимать под скоростью распространения такого периодического электромагнитного поля в среде.

Безгранично протяженная монохроматическая волна в среде описывается выведенным нами в т. I, § 55 уравнением луча (волны):

$$E = E_0 \sin \varphi = E_0 \sin 2\pi\nu \left(t - \frac{x}{v}\right). \qquad (6.6)$$

Поверхности одинаковой фазы $\varphi = \text{const}$ определяются из условия

$$t - \frac{x}{v} = \text{const}$$

или

$$x = vt + \text{const}', \qquad (6.7)$$

и, следовательно, с течением времени t они перемещаются параллельно самим себе со скоростью

$$\frac{dx}{dt} = v. \qquad (6.8)$$

Таким образом, величина v, входящая в уравнение волны (6.6), есть скорость перемещения поверхностей постоянной фазы и называется фазовой скоростью.

Для электромагнитных волн, распространяющихся в данной среде, как указывалось выше, наблюдается дисперсия, и v есть функция от ν согласно (6.2). Поэтому если в среде распространяются две монохроматические волны с несколько различными частотами ν_1 и ν_2, то скорости их распространения

v_1 и v_2 будут несколько различны. В этом случае суммарное поле (для простоты рассматриваем волны одинаковой амплитуды A) будет равно

$$E=E_1+E_2=A\sin 2\pi\nu_1\left(t-\frac{x}{v_1}\right)+A\sin 2\pi\nu_2\left(t-\frac{x}{v_2}\right)=$$

$$=2A\cos\pi\left[(\nu_1-\nu_2)\,t-\left(\frac{\nu_1}{v_1}-\frac{\nu_2}{v_2}\right)x\right]\sin 2\pi\left[\frac{\nu_1+\nu_2}{2}\,t-\frac{1}{2}\left(\frac{\nu_1}{v_1}+\frac{\nu_2}{v_2}\right)x\right]=$$

$$=B(x,\ t)\sin 2\pi\nu\left(t-\frac{x}{v}\right), \tag{6.9}$$

где через $B(x,\ t)$ обозначена величина, сравнительно медленно меняющаяся со временем:

$$B(x,\ t)=2A\cos\pi\left[(\nu_1-\nu_2)\,t-\left(\frac{\nu_1}{v_1}-\frac{\nu_2}{v_2}\right)x\right] \tag{6.10}$$

и представляющая собой амплитуду волны.

Частота самой волны $\nu=\frac{\nu_1+\nu_2}{2}$ — средняя арифметическая частот складывающихся волн, а v — соответственно ее средняя ф а з о в а я скорость. Наложение таких двух волн создает биения (т. I, § 53) и максимум амплитуды группы этих волн перемещается в пространстве согласно уравнению

$$\cos\pi\left[(\nu_1-\nu_2)\,t-\left(\frac{\nu_1}{v_1}-\frac{\nu_2}{v_2}\right)x\right]=\max=1.$$

Отсюда получаем, что

$$x=\frac{\nu_1-\nu_2}{\frac{\nu_1}{v_1}-\frac{\nu_2}{v_2}}\,t=\frac{\Delta\nu}{\Delta\left(\frac{\nu}{v}\right)}\,t. \tag{6.11}$$

Уравнение (6.11) показывает, что максимум группы перемещается с постоянной скоростью $\Delta\nu/\Delta\left(\frac{\nu}{v}\right)$. Заменяя для малых разностей частот приращения дифференциалами и произведя простые преобразования, можно найти эту г р у п п о в у ю с к о р о с т ь:

$$u=\frac{d\nu}{d\left(\frac{\nu}{v}\right)}=\frac{d\left(v\,\frac{1}{\lambda}\right)}{d\left(\frac{1}{\lambda}\right)}=v+\frac{1}{\lambda}\,\frac{dv}{d\left(\frac{1}{\lambda}\right)}=v-\lambda\frac{dv}{d\lambda}. \tag{6.12}$$

Здесь скорость одиночной волны v рассматривается как функция ее длины λ. Если же перейти от скорости к показателю преломления $n=\frac{c}{v}$, то связь между групповой и фазовой скоростями может быть выражена в виде

$$u=\frac{v}{1+\frac{\nu}{n}\,\frac{dn}{d\nu}}. \tag{6.13}$$

В области нормальной дисперсии $\frac{dn}{d\nu}>0$ и $u<v$. В области же аномальной дисперсии $\frac{dn}{d\nu}<0$ и $u>v$. Внутри полосы поглощения, где $\frac{dn}{d\nu}$ очень велико, групповая скорость может принимать сколь угодно большие значения и даже становиться отрицательной. В последнем случае обе волны E_1 и E_2 будут двигаться вперед, а максимум амплитуды их биений — перемещаться в обратную сторону.

Еще сложнее оказываются соотношения при распространении сигнала, состоящего из длинного, но конечного цуга волн, изображенного схематически на рис. 1.33 при $T\ll\tau$, движущегося в диспергирующей среде. Самый передний край сигнала движется со скоростью c, как в вакууме. Основная часть его энергии переносится со скоростью сигнала $w<c$. Фазовая же скорость v внутри сигнала может быть, в зависимости от свойств диспергирующей среды, самой различной и даже превышать величину c.

С показателем преломления данной среды связана лишь фазовая скорость:

$$v=\frac{c}{n}. \tag{6.14}$$

Поэтому при аномальной дисперсии внутри полосы поглощения вполне возможно значение показателя преломления n, меньшее единицы. При этом фазовая скорость $v>c$, но скорость распространения всего сигнала в целом и его энергии не превышает скорость распространения света в вакууме.

Все сказанное ранее требует добавочных разъяснений. Согласно теории относительности (см. § 27), в природе невозможно движение тел, перенос энергии и вообще передача любого сигнала со скоростью, превышающей скорость света. В случае аномальной дисперсии $n<1$, и фазовая скорость в среде больше c. Однако фазовая скорость дает лишь соотношение между ν и λ в монохроматической волне, но не имеет смысла скорости распространения сигнала. Действительно, монохроматическая волна бесконечна в пространстве и имеет постоянную амплитуду. Чтобы передать с ней сигнал, необходимо сделать на ней «метку» — изменить в каком-либо месте ее амплитуду или частоту («амплитудная» или «частотная» модуляция в радиотехнике, см. т. II, § 54). Но в таком случае получится уже не монохроматическая волна, а пакет, и скорость распространения метки — сигнала — будет всегда меньше или равна c. При больших же по модулю значениях $\frac{dn}{d\lambda}$, когда групповая скорость может стать больше c, само понятие групповой скорости, как скорости сигнала, теряет смысл, так как в силу большого значения дисперсии пакет чрезвычайно быстро расплывается. Точный анализ показывает, что в полном соответствии с требованиями теории относительности скорость сигнала (переноса энергии электромагнитной волной) никогда не превышает c.

Какая же скорость света в среде измерялась при применении методов, изложенных в § 2, послуживших для решения полуторавекового спора между волновой и корпускулярной теорией? Анализ показывает, что при любом методе измерения скорости света используются прерывистые сигналы конечной длины (зубчатое колесо, вращающееся зеркало и др.), дающие не вполне монохроматическую волну. Следовательно, во всех этих случаях измерялась не фазовая скорость v, входящая в соотношение (6.14), а групповая скорость u. Это тем более справедливо, что в опытах Физо и Фуко использовался белый свет, являющийся сам набором монохроматических волн различных цветов.

В вакууме, где нет дисперсии, эти обстоятельства не играют роли, поскольку там $u=v=c$. При измерении же скорости света в среде делается ошибка, величина которой зависит от дисперсии среды. Для воды при $\lambda=656$ *нм*

$n_{656} = 1{,}33111$; при $\lambda = 486$ *нм* $n_{486} = 1{,}33712$ и при средней длине волны $\lambda = 589$ *нм* $n_{589} = 1{,}33295$,

$$\frac{\lambda}{n}\frac{\Delta n}{\Delta\lambda} = \frac{589}{1{,}33295}\cdot\frac{-0{,}00601}{170} = -0{,}0156$$

и групповая скорость отличается от фазовой всего на 1,5%. Значительно большая разница оказывается для сероуглерода. Относительная дисперсия достигает в этом случае значения

$$\frac{\lambda}{n}\frac{\Delta n}{\Delta\lambda} = \frac{589}{1{,}628}\cdot\frac{1{,}618-1{,}652}{656-486} = -0{,}073.$$

Измеряя отношение скоростей света в воздухе ($n = 1{,}0003$) и сероуглероде, Майкельсон нашел значение $\frac{c}{u} = 1{,}77$, в то время как средний показатель преломления в сероуглероде $n = \frac{c}{v} = 1{,}63$. Отсюда $\frac{u}{v} = 0{,}92$, что достаточно хорошо совпадает с отношением $\frac{1}{1+0{,}073} = 0{,}93$, рассчитанным по формуле (6.13).

ГЛАВА III

ЭЛЕМЕНТЫ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

§ 7. Преломление и отражение на сферических поверхностях

Геометрическая (лучевая) оптика представляет собой простой приближенный метод построения изображений в оптических системах. Из каждой точки S светящегося предмета проводят пучок лучей и отыскивают точку их пересечения S' после прохождения оптической системы. Из этой точки лучи расходятся дальше, как будто бы точка являлась самостоятельным источником света. Поэтому она называется изображением светящейся точки S. Совокупность изображений всех точек светящегося объекта представляет собой изображение этого объекта, полученное с помощью данной оптической системы.

При построении изображений в геометрической оптике исходят из следующих приближений:

1. Свет в однородной среде распространяется прямолинейно (т. е. явлениями дифракции пренебрегают).

2. Отдельные лучи распространяются независимо друг от друга (т. е. интерференцией лучей пренебрегают).

3. При переходе луча из среды с показателем преломления n в среду с показателем преломления n' на границе раздела выполняется соотношение

$$n \sin i = n' \sin r \tag{7.1}$$

между углом падения i и углом преломления r. Отражение рассматривается как частный случай преломления обратно в первую среду и ход лучей определяется простой подстановкой в полученные из закона преломления (7.1) соотношения $n' = -n$. Частичное отражение лучей при преломлении и частичное поглощение их при отражении не учитываются.

4. Для простоты расчет ведется лишь для лучей, падающих и отражающихся под столь малыми углами, что для них можно пользоваться приближенными соотношениями:

$$\sin \alpha \approx \operatorname{tg} \alpha \approx \alpha. \tag{7.2}$$

Реальный расчет сложных оптических систем, требующих высокой точности преобразования пучков света и минимального искажения изображений, связан с учетом целого ряда дополнительных факторов, которыми пренебрегают в геометрической оптике. Проектирование каждой новой оптической системы выполняется специальными многочисленными конструкторскими и расчетными отделами и требует большой затраты труда и времени. Методы же геометрической оптики могут дать лишь приближенную ориентировку и главной их задачей является качественный анализ явлений, происходящих в оптических системах, и формулировка основных понятий (фокус, оптическая сила, увеличение и т. д.).

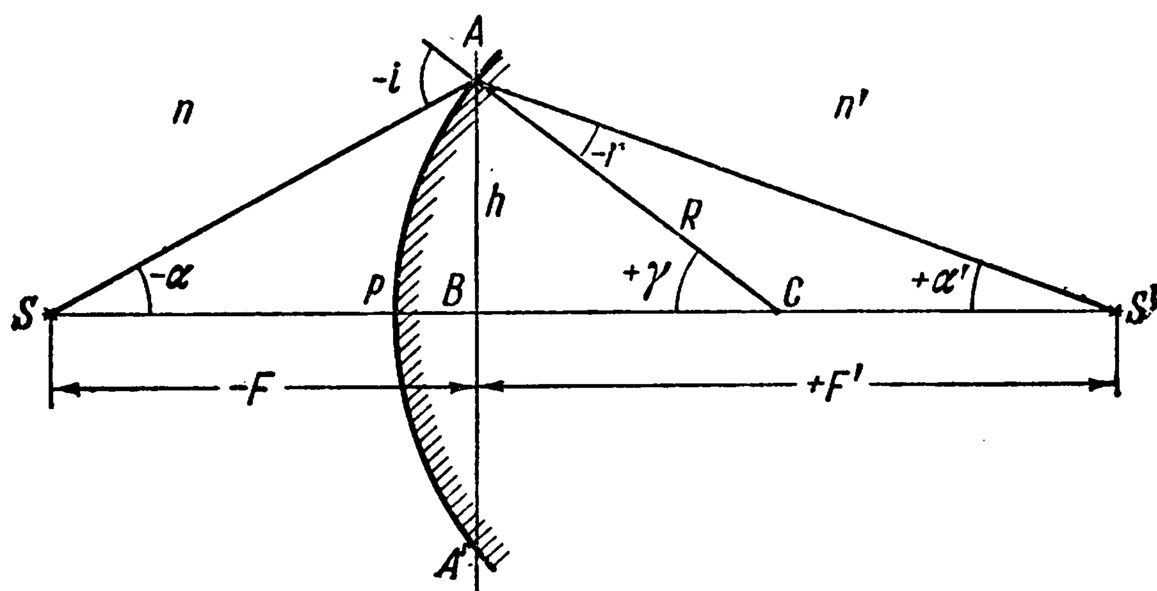


Рис. 1.34.

Рассмотрим, с этой точки зрения, простейший элемент оптической системы — сферическую границу раздела двух сред. Вывод расчетной формулы проведем алгебраически, т. е. будем приписывать всем отрезкам и углам знаки в зависимости от их направлений. Тем самым полученные результаты будут одновременно пригодны как для случая поверхности положительной кривизны (выпуклой), так и для случая отрицательной кривизны (вогнутой).

На рис. 1.34 сферическая поверхность AA' радиуса R с центром в точке C разделяет две среды с показателями преломления n и n'. Источник света расположен в точке S на расстоянии SP от этой поверхности. Луч SP перпендикулярен к поверхности и проходит далее, не преломляясь, через ее центр кривизны C. Для построения изображения S' проведем произвольный луч SA, который преломится в точке A и пойдет далее по направлению AS'. Найдем точку пересечения этого луча с первым. Если положение этой точки S' не будет зависеть от угла α, то это значит, что все лучи, идущие от S к AA', пересекутся в одной точке S', то есть что S' будет изображением точки S. Угол падения луча SA считаем малым, так что точки B и P чертежа должны практически совпадать друг с другом. Высоту AB обозначим через h.

Направления отрезков будем отсчитывать от точки P, по лучу — положительные, а против луча — отрицательные. Следовательно, расстояние от источника до поверхности будет

$$SP \approx SB = -F,$$

а расстояние от поверхности до изображения

$$PS' \approx BS' = +F'.$$

Углы будем отсчитывать от прямой SS' и нормалей к поверхности AA', по часовой стрелке — положительные, а против часовой стрелки — отрицательные.

Угол $-i$, как внешний в треугольнике SAC, будет равен сумме двух внутренних, с ним не смежных углов, $-\alpha$ и $+\gamma$. Аналогично угол $+\gamma$ равен сумме углов $-r$ и $+\alpha'$. Следовательно,

$$-i = \gamma - \alpha \quad \text{и} \quad -r = \gamma - \alpha'. \tag{7.3}$$

Заменяя в законе преломления (7.1) синусы малых углов самими углами, получаем

$$n(-i) \approx n'(-r). \tag{7.4}$$

Подставим в (7.4) значения углов из (7.3):

$$n(\gamma - \alpha) = n'(\gamma - \alpha'),$$

и заменим малые углы их тригонометрическими функциями: $\gamma \approx \frac{h}{R}$, $\alpha \approx \frac{h}{F}$, $\alpha' \approx \frac{h}{F'}$; имеем:

$$n\left(\frac{h}{R} - \frac{h}{F}\right) = n'\left(\frac{h}{R} - \frac{h}{F'}\right).$$

Сокращая на h и собирая члены, содержащие $\frac{1}{R}$, в одну часть, получаем окончательную зависимость

$$\frac{n}{F} - \frac{n'}{F'} = \frac{n-n'}{R}, \tag{7.5}$$

позволяющую определить искомое расстояние от поверхности до изображения F', если известны расстояние от источника до преломляющей поверхности F, радиус кривизны поверхности R и показатели преломления обеих сред n и n'. Поскольку в сделанном нами приближении величина $AB = h$, а значит и угол α сократились, то все лучи, исходящие из источника S и преломляющиеся в любой точке A поверхности, должны пересекаться в одной и той же точке S', т. е. S' действительно будет изображением S.

Разделив обе части (7.5) на n, преобразуем его к виду

$$\frac{1}{F}-\frac{n_{2,1}}{F'}=\frac{1-n_{2,1}}{R}. \tag{7.5a}$$

Из (7.5a) видно, что положение изображения зависит не от абсолютных значений n и n', а от их частного

$$n_{2,1}=\frac{n'}{n}, \tag{7.6}$$

представляющего собой относительный показатель преломления второй среды относительно первой (см. § 5).

Как пример применения формулы (7.5) рассмотрим еще отражение в сферическом зеркале. Подставляя $n'=-n$ и сокращая на n, получаем формулу сферического зеркала

$$\frac{1}{F}+\frac{1}{F'}=\frac{2}{R}=\frac{1}{f}. \tag{7.7}$$

Величина $f=\frac{R}{2}$ называется *главным фокусным расстоянием* зеркала. При $F=\infty$ будет $F'=f$, т. е. параллельные лучи сходятся в *главном фокусе* на расстоянии f от зеркала. Если же поместить источник в главный фокус, т. е. $F=f$, то $F'=\infty$ и после отражения расходящийся пучок лучей становится параллельным. На рис. 1.35 изображен случай отражения далекой точки S в вогнутом зеркале. При этом все три отрезка F, F' и R, входящие в формулу (7.7), считаются отрицательными и изображение S' расположено в той же среде, что и источник S, т. е. является действительным.

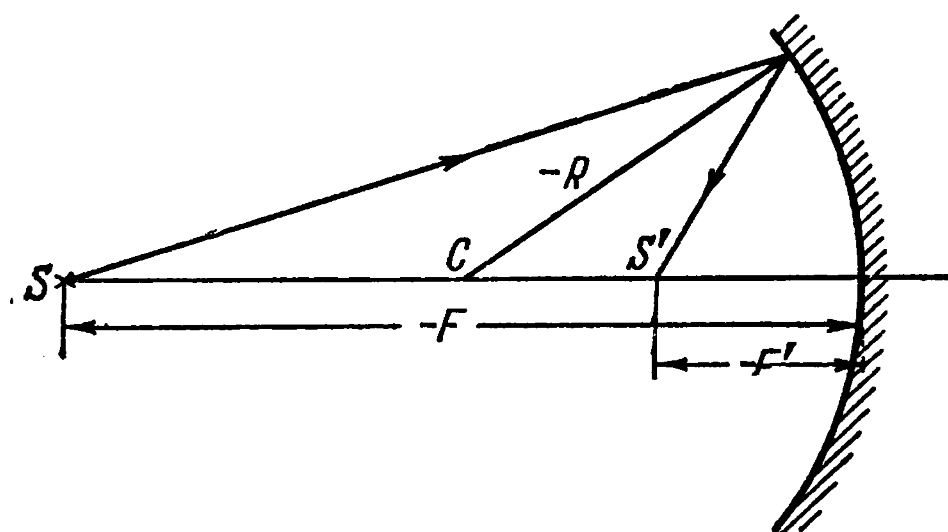


Рис. 1.35.

Для плоского зеркала $R=\infty$ и $F'=-F$, т. е. изображение мнимое и расположено симметрично за зеркалом.

§ 8. Построение изображений и дефекты линз

Линзой называется тело с определенным показателем преломления n, ограниченное двумя сферическими (иногда цилиндрическими) поверхностями. Линия, проходящая через центры кривизны обеих поверхностей, называется *главной оптической осью* линзы.

Методы геометрической оптики позволяют установить основные оптические характеристики линз по отношению к источникам (предметам), расположенным вблизи от оптической оси. Рассмотрим, в первую очередь, тонкую линзу, у которой расстояние между ограничивающими поверхностями мало по сравнению с диаметром линзы.

На рис. 1.36 изображена тонкая выпукло-вогнутая линза (мениск), у которой радиусы передней R_1 и задней R_2 поверхностей положительны. Расчет будем вести в общем виде, пригодном для

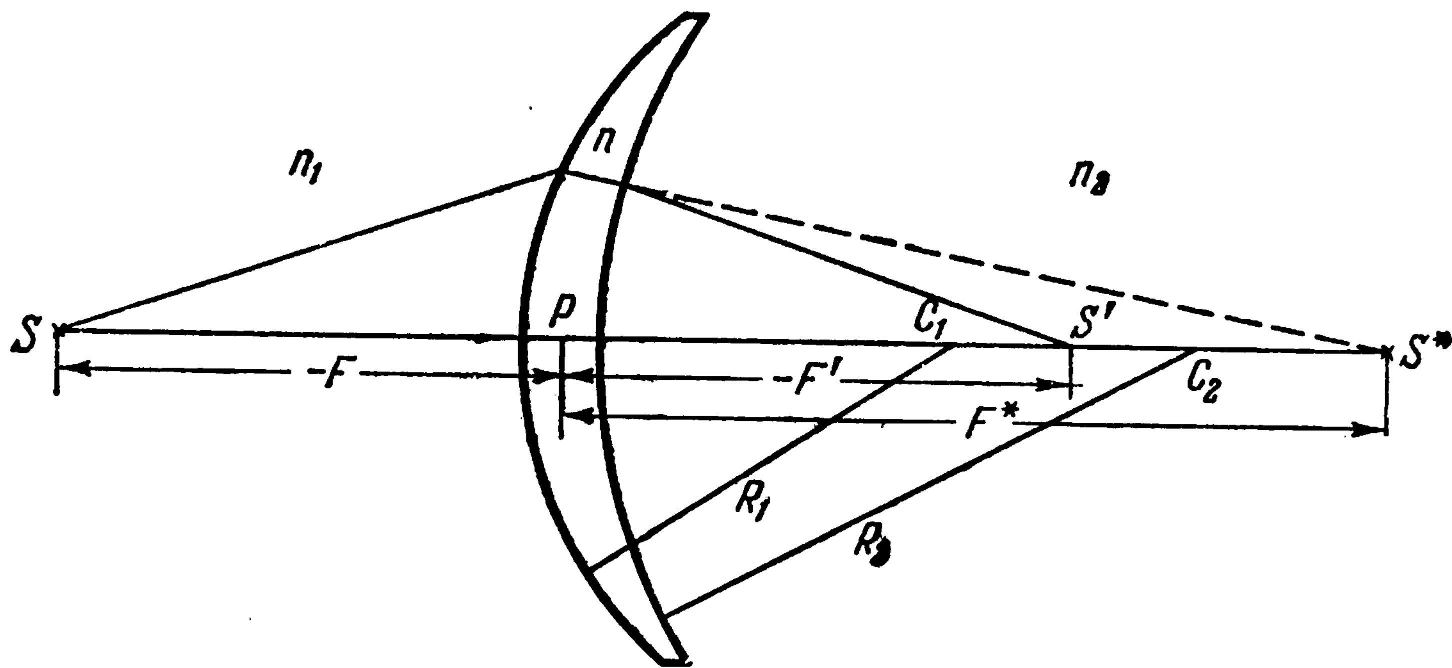


Рис. 1.36.

линз любой формы (двояковыпуклой, плосковогнутой и т. д.). Так как линза тонкая, то отсчет расстояний до предмета $-F$ и до изображения $-F'$ можно вести практически от одной точки P — оптического центра линзы. Показатели преломления сред, расположенных перед и после линзы, обозначим соответственно через n_1 и n_2.

Лучи, исходящие от источника света S, лежащего на главной оптической оси, преломившись на передней поверхности линзы, пересекутся в некоторой точке S^*, расположенной на расстоянии F^* от оптического центра. Величина F^* может быть найдена по общему правилу (7.5):

$$\frac{n_1}{F} - \frac{n}{F^*} = \frac{n_1 - n}{R_1} \quad \text{или} \quad \frac{n}{F^*} = \frac{n_1}{F} + \frac{n - n_1}{R_1}. \tag{8.1}$$

Точка S^* по отношению к задней поверхности линзы является источником (действительным или мнимым) лучей, преломляющихся на этой поверхности. После преломления эти лучи вновь пересекутся в некоторой точке S', являющейся окончательным изображением источника S, даваемым линзой. Обозначая расстояние от S' до оптического центра через $-F'$ и применяя вновь общее

правило (7,5), получим

$$\frac{n}{F^*}-\frac{n_2}{F'}=\frac{n-n_2}{R_2} \quad \text{или} \quad \frac{n}{F^*}=\frac{n_2}{F'}+\frac{n-n_2}{R_2}. \tag{8.2}$$

Вычитая почленно равенства (8.1) и (8.2) и исключая тем самым величину F^*, характеризующую положение промежуточного изображения S^*, получаем окончательно:

$$\frac{n_2}{F'}-\frac{n_1}{F}=\frac{n-n_1}{R_1}-\frac{n-n_2}{R_2}. \tag{8.3}$$

Это уравнение позволяет найти расстояние до изображения $-F'$, если известно расстояние до предмета $-F$, радиусы кривизны обеих поверхностей линзы R_1 и R_2, показатель преломления вещества линзы n и показатели преломления сред, расположенных до и после линзы n_1 и n_2.

Для линзы, расположенной в однородной среде (например, в воздухе), $n_2=n_1$ и соотношение (8.3) упрощается:

$$\frac{n_1}{F'}-\frac{n_1}{F}=(n-n_1)\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}\right).$$

Вводя относительный показатель преломления $n_{отн}=\frac{n}{n_1}$, можно привести формулу линзы к окончательному виду:

$$\frac{1}{F'}-\frac{1}{F}=(n_{отн}-1)\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}\right)=\frac{1}{f}. \tag{8.4}$$

Величина

$$(n_{отн}-1)\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}\right)=\frac{1}{f} \tag{8.5}$$

называется **оптической силой** линзы, а обратная ей величина f — **главным фокусным расстоянием**. Пучок параллельных лучей, идущих от бесконечно удаленного источника ($F=\infty$), сходится в так называемом **заднем фокусе** линзы на расстоянии $F'=f$ от ее оптического центра. Лучи, исходящие из переднего фокуса линзы ($F=-f$), после преломления пойдут параллельно главной оптической оси ($F'=\infty$).

Если измерять фокусное расстояние f в метрах, то оптическая сила линзы будет измеряться в **диоптриях**:

$$1\,\text{диоптрия}=\frac{1}{м}.$$

Так, например, линза с оптической силой 10 диоптрий имеет фокусное расстояние $f=\frac{1}{10}\,м=10\,см$.

При $\frac{1}{R_1}>\frac{1}{R_2}$ главное фокусное расстояние f положительно и мы имеем **собирательную** линзу. Пример такой собирательной

двояковыпуклой линзы $\left(\frac{1}{R_2} < 0 < \frac{1}{R_1}\right)$ изображен на рис. 1.37,*а*. При $f<0$ получаем рассеивающую линзу. Пример такой рассеивающей двояковогнутой линзы $\left(\frac{1}{R_1} < 0 < \frac{1}{R_2}\right)$ приведен на рис. 1.37,*б*.

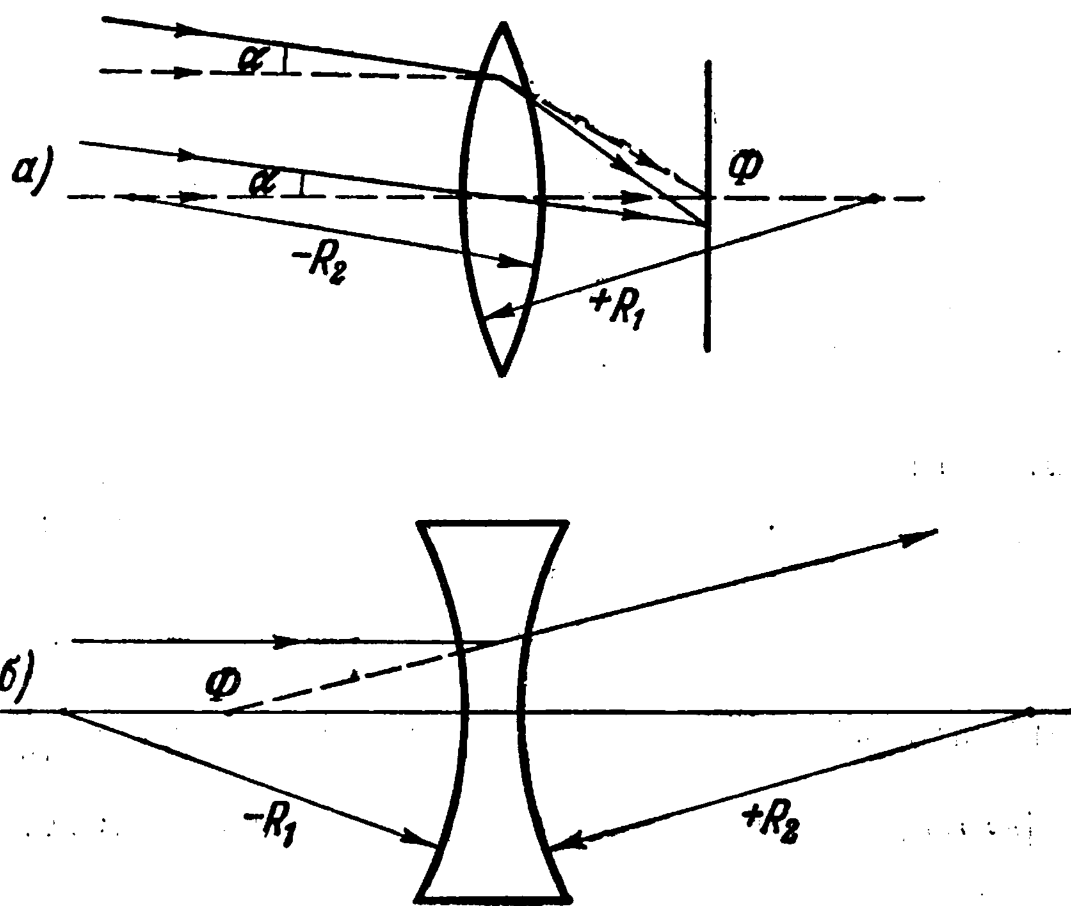


Рис. 1.37.

Пучок параллельных лучей, наклоненных к главной оптической оси под малым углом α, также собирается в одну точку, лежащую в плоскости, проходящей через главный фокус Φ и перпендикулярной к главной оптической оси (рис. 1.37,*а*). Эта плоскость называется **фокальной** плоскостью.

Если оптические свойства среды перед и после линзы различны, то можно переписать соотношение (8.3) в виде

$$\frac{n_2}{F'} - \frac{n_1}{F} = \frac{n_2}{f''} = \frac{n_1}{f'}. \qquad (8.6)$$

В этом случае переднее f' и заднее f'' фокусные расстояния различны и пропорциональны коэффициентам преломления обеих сред.

Рассмотренные свойства тонких линз позволяют геометрически строить изображения предметов, представляющие собой совокупность изображений всех отдельных точек предмета. Если предмет линейный, то при этом достаточно построить изображения двух его крайних точек.

Для нахождения изображения каждой отдельной точки необходимо геометрически построить пересечение лучей, исходящих из этой точки, после их преломления в линзе. В принципе при этом достаточно найти пересечение каких-либо двух из этих лучей. Практически же, если известны положения оптического центра и главных фокусов, легко построить три луча и проконтролировать себя, проверяя, пересекутся ли все они в одной точке.

Для примера на рис. 1.38 построено изображение линейного предмета AB, получаемое с помощью собирающей линзы. Из общего пучка лучей, исходящих из точки A, выделим три луча: *1*, *2* и *3*.

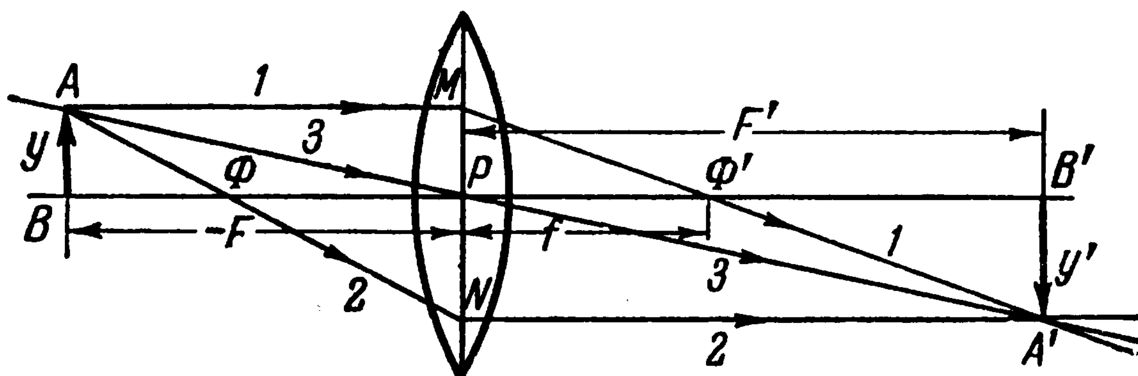


Рис. 1.38.

Луч *1* идет параллельно главной оптической оси и после преломления проходит через задний фокус Φ'. Луч *2* проходит через передний главный фокус Φ и после преломления пойдет параллельно главной оптической оси. Наконец, луч *3*, проходящий через оптический центр линзы P, проходит вовсе не преломляясь. Пересечение этих трех лучей дает точку A', являющуюся изображением края A предмета. Опуская из A' перпендикуляр на главную оптическую ось, найдем точку B', являющуюся изображением второго края предмета B.

Предмет AB на рис. 1.38 помещен на расстоянии F, большем главного фокусного расстояния f. Как видно из чертежа, в этом случае изображение предмета $A'B'$ увеличенное и перевернутое. Так как точки изображения являются пересечениями самих лучей, а не их продолжений, то такое изображение будет действительным.

Построение рисунка 1.38 позволяет определить поперечное увеличение Y, даваемое линзой, как отношение размера изображения y' к размеру предмета y. Из подобия прямоугольных треугольников $\triangle AB\Phi \sim \triangle \Phi PN$, $\triangle MP\Phi' \sim \triangle \Phi' A'B'$ и $\triangle ABP \sim \triangle PA'B'$ находим, что

$$Y = \frac{y'}{y} = \frac{-F-f}{f} = \frac{f}{F'-f} = \frac{F'}{-F}. \qquad (8.7)$$

В зависимости от расположения предмета по отношению к переднему главному фокусу увеличение Y может быть как больше,

так и меньше единицы. В последнем случае изображение является уменьшенным.

Для определения углового увеличения линзы построим пучок лучей от источника S, расположенного на оптической оси, расходящихся под углом α (рис. 1.39). После преломления в линзе они превратятся в пучок лучей, сходящихся под углом α'. Угловым увеличением A будем называть отношение тангенсов этих углов. Из чертежа следует, что

$$A = \frac{\operatorname{tg}\alpha'}{\operatorname{tg}\alpha} = \frac{h/F'}{h/-F} = \frac{-F}{F'} = \frac{1}{Y}. \tag{8.8}$$

Чем дальше получается изображение предмета, тем больше его поперечные размеры и тем меньше угловые.

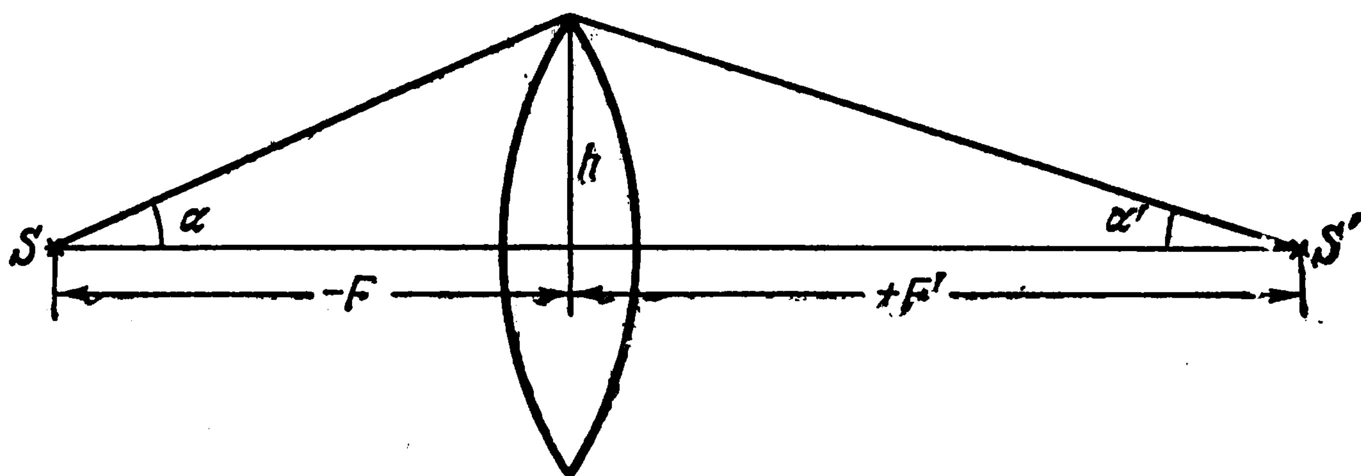


Рис. 1.39.

Для вычисления продольного увеличения $X = \frac{x'}{x}$, т. е. отношения продольного размера изображения x' к продольному размеру предмета x, заметим, что тангенсы углов пропорциональны отношению поперечных размеров y к продольным x. Следовательно,

$$A = \frac{Y}{X} \quad \text{и} \quad X = \frac{Y}{A} = Y^2. \tag{8.9}$$

Лучистый поток от светящейся точки распространяется во все стороны, и лишь некоторая часть его, в зависимости от диаметра линзы, проходит через последнюю. Изображение удаленного предмета, получаемое собирающей линзой, находится около фокуса и имеет линейные размеры

$$y' = y\frac{F'}{-F} \approx \frac{y}{|-F|}f \sim f. \tag{8.10}$$

Площадь этого изображения

$$S \sim (y')^2 \sim f^2. \tag{8.11}$$

Световой поток, проходящий через линзу, пропорционален площади поперечного сечения линзы:

$$\Phi = E_0 \pi D^2 \sim D^2, \tag{8.12}$$

где E_0 — освещенность входного зрачка AB.

Отсюда, согласно (4.10), освещенность изображения

$$E = \frac{\Phi}{S} \sim \frac{D^2}{f^2} \tag{8.13}$$

пропорциональна отношению квадрата диаметра линзы к квадрату ее фокусного расстояния. Это отношение $\frac{D^2}{f^2}$ называется светосилой линзы. Если входной зрачок ограничен диафрагмой, то под D следует понимать диаметр диафрагмы.

С другой стороны, если пренебречь потерями на поглощение и рассеяние лучистого потока, то яркость изображения должна быть равна яркости предмета. Действительно, рассмотрим участок поверхности ds предмета, имеющий яркость B. В оптическую систему попадет от этой площадки лучистый поток $d\Phi = B \cdot ds \cdot d\Omega$, где $d\Omega$ — телесный угол, под которым видна эта площадка. В линзе (или системе линз) изменяются линейные и угловые размеры так, что изображение участка ds имеет площадь ds_1 и его яркость

$$B_1 = \frac{d\Phi}{ds_1 \cdot d\Omega_1} = B \cdot \frac{ds}{ds_1} \cdot \frac{d\Omega}{d\Omega_1} = B \cdot \frac{1}{Y^2} \cdot \frac{1}{A^2}, \tag{8.14}$$

поскольку площади преобразуются как квадраты линейных размеров, а телесные углы — как квадраты линейных углов. Из соотношения (8.8) тогда следует, что

$$B_1 = B. \tag{8.15}$$

При выводе основных соотношений для линзы (8.5), (8.7)—(8.10) и (8.13) предполагалось, что пучок лучей, исходящих из каждой светящейся точки, после преломления сходится в определенной точке изображения. Такое изображение называется стигматическим.

Из рассуждений предыдущего параграфа следует, что это предположение выполняется лишь приближенно для узких пучков лучей, идущих вблизи главной оптической оси (параксиальных лучей). Для увеличения светосилы линзы надо увеличивать входной зрачок и использовать лучи, падающие под большими углами к поверхности, когда приближение (7.2) становится неточным.

Поэтому в реальных линзах наблюдаются различные искажения изображения, объединяемые общим термином дефектов линз. Мы рассмотрим некоторые основные типы дефектов линз.

1. Сферическая аберрация. На рис. 1.40 показан ход лучей от источника S, расположенного на оптической оси, преломляющихся в собирательной линзе большой светосилы. Параксиальные лучи пересекаются в точке, находящейся на расстоянии f_0 от оптического центра линзы. Для лучей, более удаленных от оптической оси, при преломлении должно оставаться тем же самым отношение синусов углов. Так как $\sin\alpha$ возрастает медленней, чем α, то для этих лучей отношение углов возрастает и они сильнее отклоняются, пересекаясь во все более близких точках оптической оси. Самые крайние лучи пересекутся в точке S'', и изображением светящейся точки S будет не точка, а целый отрезок $S'S''$. Этот отрезок $\delta = f_m - f_0$ является мерой сферической аберрации. Для собирающей линзы $\delta < 0$, а для рассеивающей $\delta > 0$.

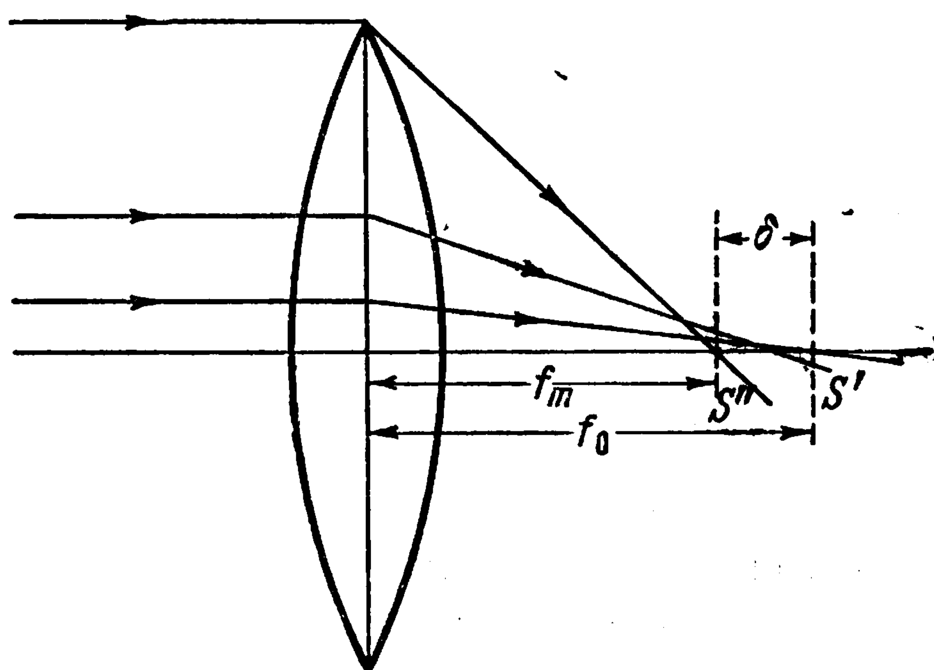


Рис. 1.40.

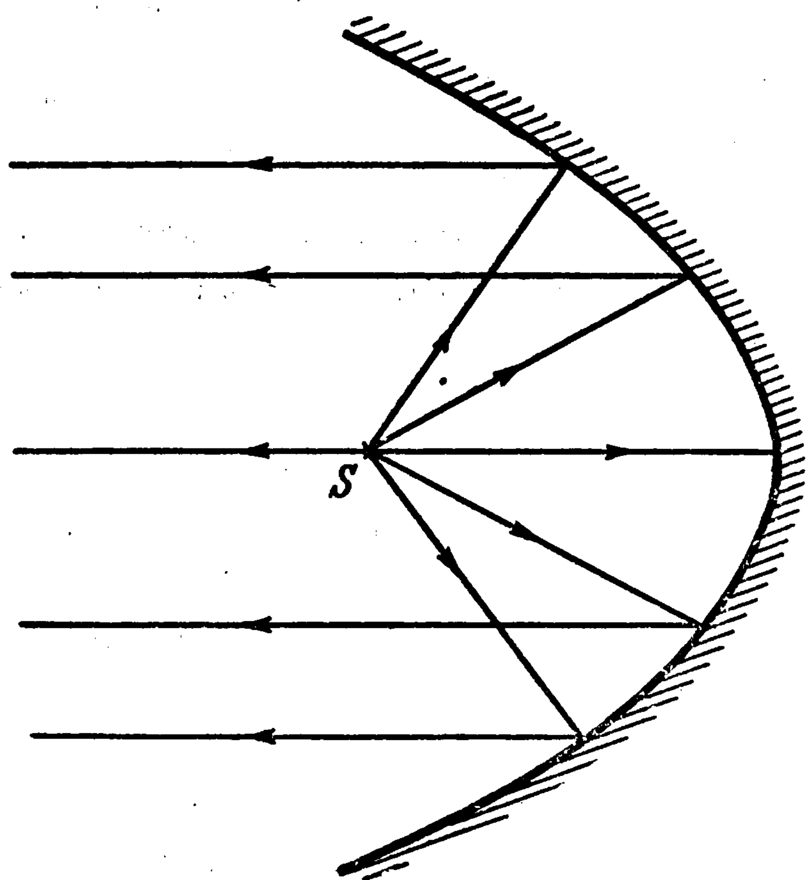


Рис. 1.41.

Наличие сферической аберрации делает несколько неопределенными понятия фокуса и фокальной плоскости линзы. На экране, перпендикулярном к оптической оси, изображение будет не точечным, а иметь вид неравномерно освещенного кружка, диаметр которого будет минимальным не у точки S', а несколько ближе к линзе.

Для уменьшения сферической аберрации можно диафрагмировать пучок, ограничивая его лучами, близкими к параксиальным. Однако введение диафрагмы снижает светосилу линзы.

Другим способом борьбы со сферической аберрацией является комбинирование собирающей ($\delta < 0$) и рассеивающей ($\delta > 0$) линз. При этом можно крайние лучи свести в ту же точку, что

и параксиальные ($\delta=0$), и уменьшить аберрацию промежуточных лучей.

Сферической аберрацией обладают не только преломляющие линзы, но и отражающие неплоские зеркала. Поэтому в прожекторах часто используют не сферические, а параболические зеркала. При помещении источника света в фокусе параболоида сферическая аберрация становится равной нулю и все лучи, отраженные от внутренней поверхности параболоида, идут далее строго параллельным пучком (рис. 1.41).

2. Астигматизм. Сферическая аберрация является частным случаем более общего дефекта линз, называемого астигматизмом. Рассмотрим преломление лучей, идущих от источника S, расположенного на некотором расстоянии от оптической оси (рис. 1.42). До преломления лучи исходят из точки S по радиусам (гомоцентрический пучок), и перпендикулярные к ним волновые поверхности являются строго сферическими. После преломления волновые поверхности становятся поверхностями двоякой кривизны. Такая поверхность двоякой кривизны будет сходиться с различной скоростью во взаимно перпендикулярных направлениях. В результате на некотором расстоянии за линзой эта поверхность сойдется в узкую горизонтальную ленточку S'. Далее волновая поверхность в вертикальном направлении начнет расширяться, а в горизонтальном будет еще продолжать

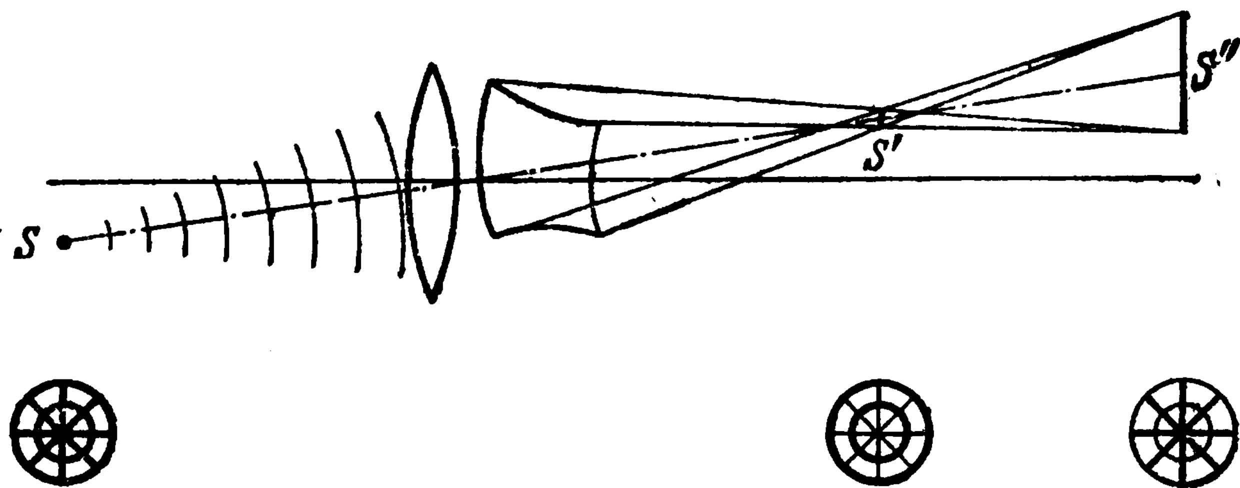


Рис. 1.42.

сжиматься и на некотором расстоянии превратится в узкую вертикальную линию S''. За S'' волновая поверхность будет расходиться и в горизонтальном и в вертикальном направлениях.

Если рассматривать через такую линзу сетку, состоящую из радиусов и колец с центром на оптической оси, то в плоскости, соответствующей S', получатся более четкие изображения концентрических кругов, а в плоскости, соответствующей S'',— более четкое изображение радиальных линий.

Для компенсации астигматизма объективы фотографических аппаратов составляют из нескольких линз с различной кривизной

и показателями преломления. В хороших фотообъективах — анастигматах — при большом поле зрения устраняется и искривление плоскости изображения.

Для цилиндрических линз осевая симметрия преломленного пучка всегда нарушается и получается астигматическое изображение. Поэтому при наличии сильного природного астигматизма глаза для компенсации применяют очки с цилиндрическими стеклами.

3. К о м а, д и с т о р с и я. Реальные линзы создают искажения и других типов, с которыми приходится бороться. Так, светящаяся точка, расположенная не на оптической оси и посылающая широкий пучок, дает изображение в виде светящегося пятнышка с хвостиком, похожее на запятую. Это искажение носит название к о м ы. Различное увеличение в центре и на периферии приводит к искажению формы изображения, называемому д и с т о р с и е й. Для борьбы со всеми этими искажениями приходится простые одиночные линзы заменять сложными оптическими системами.

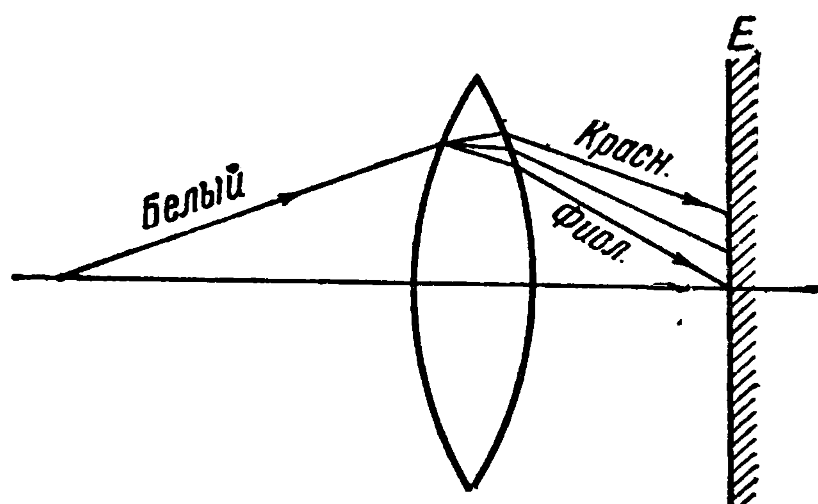


Рис. 1.43.

4. Х р о м а т и ч е с к а я а б е р р а ц и я. Из (8.5) следует, что оптическая сила и преломление в линзе зависят от ее показателя преломления $n_{\text{отн}}$. Стекла, из которых обычно изготовляются линзы, обладают определенной дисперсией и для них $n_{\text{отн}}$ и f линзы зависят от длины волны λ падающего света. При падении на линзу белого света отдельные составляющие его монохроматические лучи будут фокусироваться в различных точках и изображение станет окрашенным.

На рис. 1.43 показана схема хроматической аберрации в собирающей линзе. При нормальной дисперсии в стеклах слабее всего преломляются и имеют наибольшее фокусное расстояние f красные лучи, ближе всего к линзе расположен фокус фиолетовых лучей, а в промежутке располагаются фокусы для всех промежуточных цветов спектра. Экран E, помещенный перпендикулярно к оптической оси, будет давать изображение точки в виде радужного кружка, порядок распределения цветов в котором зависит от расположения экрана.

Ньютон, открывший дисперсию, думал, что зависимость n от λ для всех стекол одинакова и хроматическая аберрация линз неустранима. Как видно, например, из вывода формулы сферического зеркала (7.7), при отражении величина показателя преломления сокращается и не входит в окончательные выражения. Поэтому Ньютон предложил объективы телескопов, состоящие из линз

(рефракторы), заменить зеркалами (рефлекторы), у которых хроматическая аберрация отсутствует.

Основываясь на отсутствии значительной хроматической аберрации для глаза, представляющего собой совокупность различных сред, Эйлер предположил, что зависимость n от λ для каждой среды различна, и рассчитал, каким путем можно скорректировать хроматическую аберрацию линзы. В результате этого в XVIII и XIX вв. был сконструирован ряд объективов, у которых комбинацией собирательных и рассеивающих линз, изготовленных из стекол с разной дисперсией, удается совместить фокусы лучей двух (ахроматы) и даже трех (апохроматы) различных цветов и тем самым практически ликвидировать хроматическую аберрацию.

Целый ряд дополнительных искажений обусловлен волновой природой света, интерференцией и дифракцией. Возникающие при этом ограничения *разрешающей способности* линз будут рассмотрены в § 15.

§ 9. Оптические системы

Для исправления многочисленных дефектов изображения, создаваемых одиночной линзой, в оптических приборах применяют системы различных линз, изготовленных из разных сортов стекла. Обычно используются *центрированные* оптические системы, в которых центры кривизны всех последовательных сферических поверхностей раздела расположены на одной прямой, являющейся оптической осью системы.

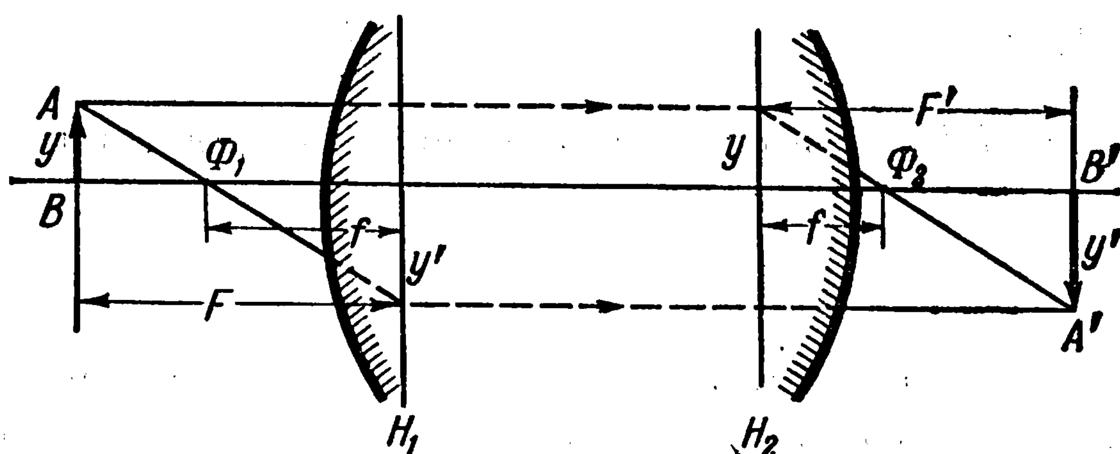


Рис. 1.44.

Такие хорошо скорректированные оптические системы близки к идеальным, т. е. можно практически считать, что пучок лучей, исходящих из светящейся точки A, после многочисленных преломлений внутри системы соберется в одной точке A', являющейся изображением точки A. Лучи, падающие параллельно оптической оси (от бесконечно удаленного источника), после прохождения оптической системы соберутся в одной точке Φ_2, которая, как и в случае одной линзы, называется *задним главным*

фокусом системы. На рис. 1.44 показано пунктиром, что продолжения падающих и выходящих лучей в этом случае пересекаются в точках некоторой плоскости H_2, перпендикулярной к оптической оси и носящей название задней главной плоскости системы. Аналогичным образом могут быть построены передний главный фокус Φ_1 и передняя главная плоскость H_1. Все лучи, исходящие из Φ_1, как бы изламываются на главной плоскости H_1 и выходят параллельно оптической оси. Если среда до и после оптической системы одинакова (например, воздух), то оба главных фокусных расстояния $\Phi_1 H_1$ и $\Phi_2 H_2$ одинаковы.

Для тонкой линзы обе главные плоскости сливаются в одну. Для сложной оптической системы эти плоскости различны и могут располагаться как внутри, так и вне системы, несимметрично относительно поверхностей, ограничивающих систему.

Если известны положения главных фокусов и главных плоскостей системы, то построение изображений производится аналогично тонкой линзе. Как видно из рис. 1.44, вся разница состоит в том, что расстояния F и F' до предмета и его изображения должны отсчитываться не от центра, как в случае тонкой линзы, а от соответственных главных плоскостей. При этом остаются в силе все формулы для увеличений, например:

$$Y = \frac{y'}{y} = \frac{-F-f}{f} = \frac{f}{F'-f} = \frac{F'}{-F}. \tag{9.1}$$

Отсюда

$$(F+f)(F'-f) = -f^2, \quad \text{или} \quad FF' - Ff + F'f = 0,$$

и, разделив на fFF', после преобразований получаем:

$$\frac{1}{F'} - \frac{1}{F} = \frac{1}{f} \tag{9.2}$$

— соотношение, вполне аналогичное формуле тонкой линзы (8.4).

Оптические приборы широко применяются для расширения возможностей визуального наблюдения. Поскольку при этом изображения, получаемые в оптическом приборе, рассматриваются глазом, то требования, предъявляемые к этим изображениям, зависят от свойств человеческого глаза как оптической системы. Не касаясь общеизвестных деталей физиологического строения глаза, отметим здесь лишь две его особенности, существенные с рассматриваемой точки зрения:

1. Основной линзой глаза является хрусталик x, дающий изображение предмета P на сетчатой оболочке C, как показано на рис. 1.45. Показатель преломления n стекловидной жидкости, заполняющей глаз за хрусталиком, отличен от показателя

преломления воздуха (≈ 1) перед хрусталиком. Применяя выведенную для такого случая формулу (8.6), имеем:

$$\frac{n}{F'} - \frac{1}{F} = \frac{1}{f}, \tag{9.3}$$

где f — переднее фокусное расстояние хрусталика.

Для глаза величины F' и n постоянны. Для того чтобы изображение предмета, находящегося на различных расстояниях F от глаза, попадало на сетчатую оболочку, необходимо с изменением F менять в соответствии с (9.3) фокусное расстояние хрусталика f. Для этого служат специальные мышцы, деформирующие хрусталик и позволяющие аккомодировать глаз в очень широких пределах от $|F| = \infty$ до некоторого $|F|_{мин}$. Абсолютная величина расстояния ясного видения для нормального глаза составляет $|F|_{мин} = 25$ *см*. У близорукого глаза $|F|_{мин} < 25$ *см*, а у дальнозоркого $|F_{мин}| > 25$ *см*.

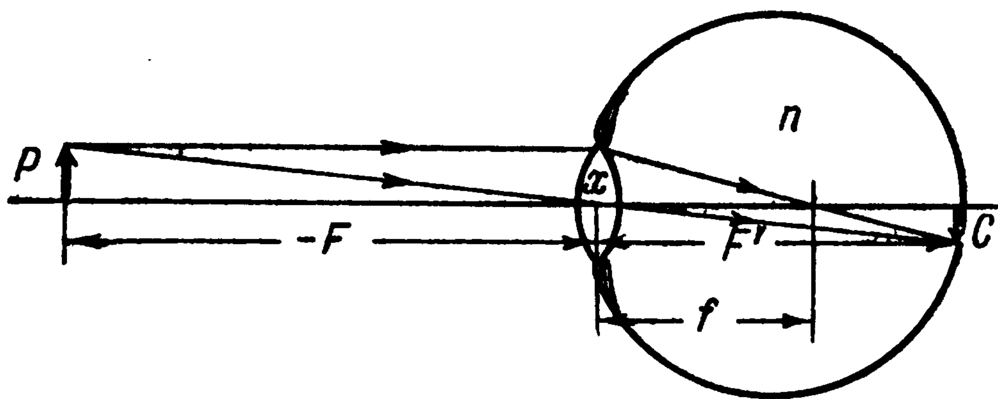


Рис. 1.45.

2. Свет, попадая на сетчатую оболочку, вызывает химическую реакцию разложения зрительного пурпура, заключенного в так называемых палочках и колбочках, и таким путем раздражает окончания зрительного нерва. Эти раздражения передаются в головной мозг и создают там зрительные ощущения.

Сетчатая оболочка глаза не сплошная. Окончания зрительного нерва находятся на некотором, хотя и небольшом, расстоянии друг от друга. Если изображение предмета будет столь малым, что покроет лишь один светочувствительный элемент сетчатки, то глаз будет воспринимать этот предмет как одну светящуюся точку. Для того чтобы изображения крайних точек предмета попадали на соседние светочувствительные элементы, этот предмет должен быть виден под некоторым минимальным углом зрения $\varphi_{мин} \approx 1' \approx 3 \cdot 10^{-4}$ *рад*.

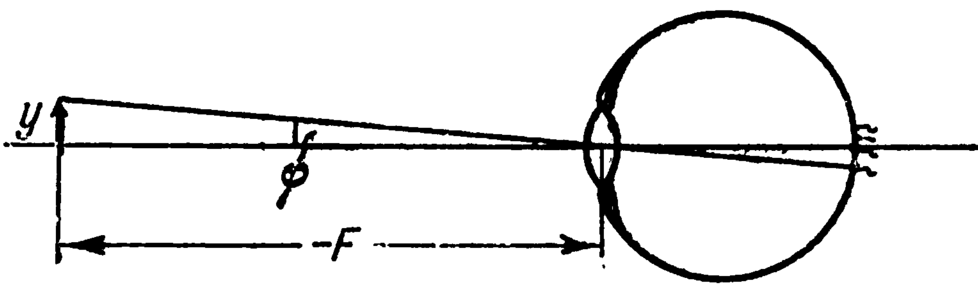


Рис. 1.46.

Поскольку для малых углов (рис. 1.46)

$$\varphi \approx \frac{y}{F}, \tag{9.4}$$

то глаз не будет различать деталей слишком малых ($y<3\cdot10^{-4}F$) или слишком удаленных ($F>3500\,y$) предметов и воспримет их как точечные.

Для различения близких, но малых, или больших, но далеких, предметов служат различные **в и з у а л ь н ы е** оптические приборы. Как показывает приведенное рассмотрение оптических свойств глаза, основной задачей визуальных приборов является увеличение угла зрения, под которым рассматривается предмет глазом. Рассмотрим схематически ход лучей и принципы действия визуальных приборов.

1. **Л у п а** представляет собой короткофокусную собирательную линзу (или систему линз). Малый предмет AB высотой y помещают, как показано на рис. 1.47, несколько ближе главного

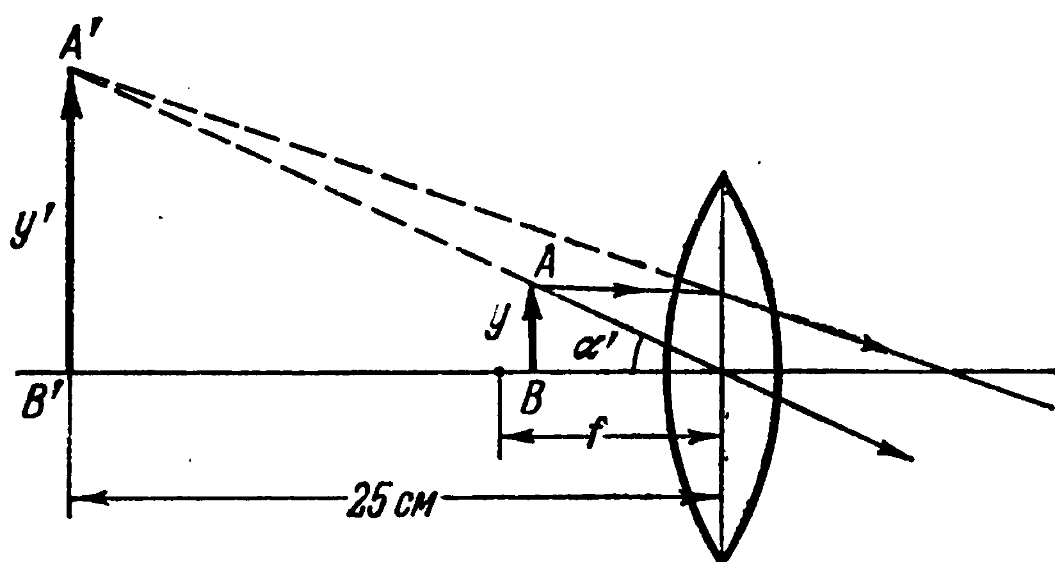


Рис. 1.47.

фокуса, так, чтобы его мнимое изображение $A'B'$ получилось на расстоянии ясного видения 25 *см*. Угол α', под которым видно это изображение, определится из условия

$$\operatorname{tg}\alpha' \approx \frac{y}{f}.$$

Если бы предмет наблюдался невооруженным глазом, то его пришлось бы поместить на расстояние ясного видения и он был бы виден под углом α, определяемым из условия

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{y}{25}.$$

Следовательно, угловое увеличение, даваемое лупой, равно:

$$A = \frac{\operatorname{tg}\alpha'}{\operatorname{tg}\alpha} \approx \frac{y/f}{y/25} = \frac{25}{f}. \qquad (9.5)$$

Уменьшение фокусного расстояния f связано с увеличением кривизны и уменьшением радиуса кривизны (а следовательно, и диаметра) лупы по формуле (8.5). При $n_{\text{стекла}}=1{,}5$ и $R_2=-R_1=R$

для двояковыпуклой линзы имеем $f=R$. Поэтому лупа практически не может увеличивать более чем в 25—40 раз.

2. Микроскоп, как и лупа, служит для рассматривания близких, но очень мелких предметов, требующих значительного увеличения. Как показано на рис. 1.48, микроскоп состоит из двух систем линз — объектива *Об* и окуляра *Ок*, расстояние между которыми можно варьировать, изменяя длину тубуса.

Рассматриваемый предмет y помещают на расстояние, несколько превышающее главное фокусное расстояние объектива $f_{об}$.

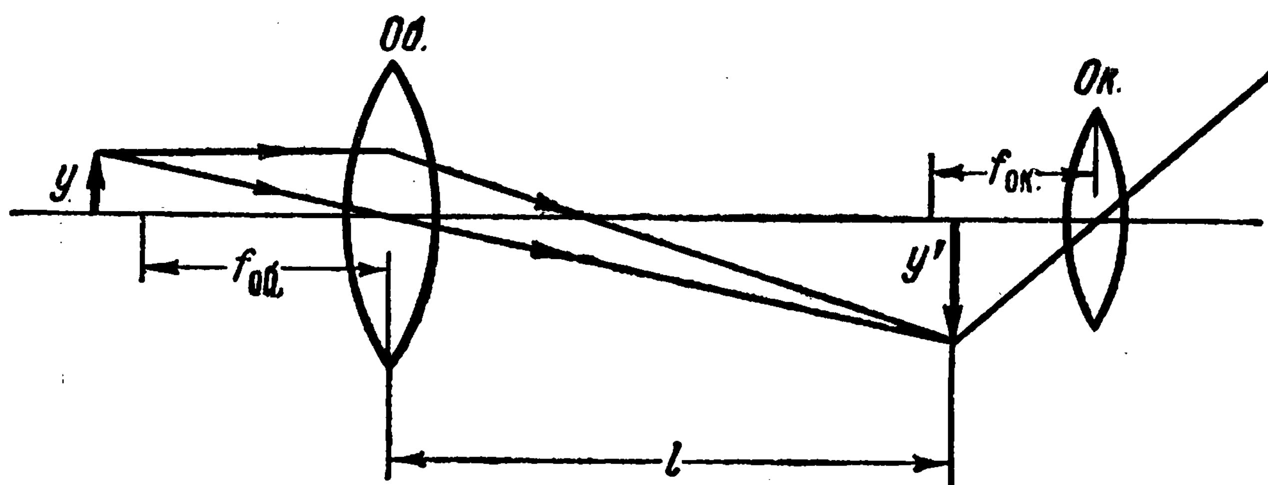


Рис. 1.48.

Изменяя длину тубуса, получают изображение предмета y', увеличенное в $l/f_{об}$ раз. Это линейно увеличенное изображение рассматривают в окуляр, как в лупу. Таким образом, полное угловое увеличение микроскопа равно:

$$A=\frac{l}{f_{об}}\frac{25}{f_{ок}}, \tag{9.6}$$

и при достаточно большом отношении $l/f_{об}$ можно получать общее увеличение порядка 1500—2000 раз. Фактически предел увеличения микроскопа ставится волновыми свойствами света (см. § 15).

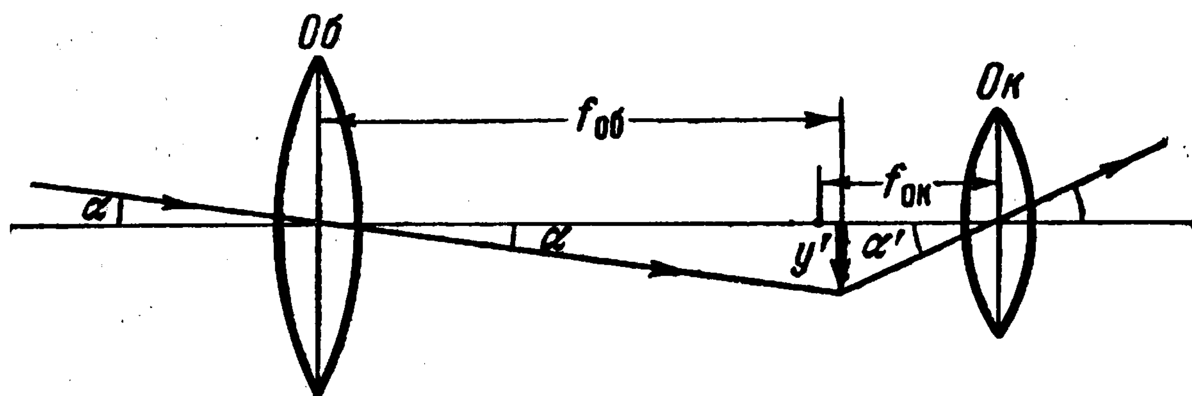


Рис. 1.49.

3. Зрительная труба (телескоп) предназначена для рассмотрения больших, но удаленных предметов. На рис. 1.49 показано, что зрительная труба состоит из длиннофокусного

объектива и короткофокусного окуляра, расположенных на расстоянии порядка $f_{об}+f_{ок}$.

Лучи от крайней точки удаленного предмета пересекают оптическую ось окуляра под некоторым углом α и дают изображение предмета y' в фокальной плоскости. Как видно из рисунка, окуляр превращает большой, но далекий предмет в маленькое, но близкое изображение, не меняя угла зрения α. Полученное изображение рассматривают в окуляр, как в лупу. Общее угловое увеличение зрительной трубы равно:

$$A=\frac{\operatorname{tg}\alpha'}{\operatorname{tg}\alpha}\approx\frac{y'/f_{ок}}{y'/f_{об}}=\frac{f_{об}}{f_{ок}}. \quad (9.7)$$

Для получения значительных увеличений необходимо выполнение условия

$$f_{об}\gg f_{ок}.$$

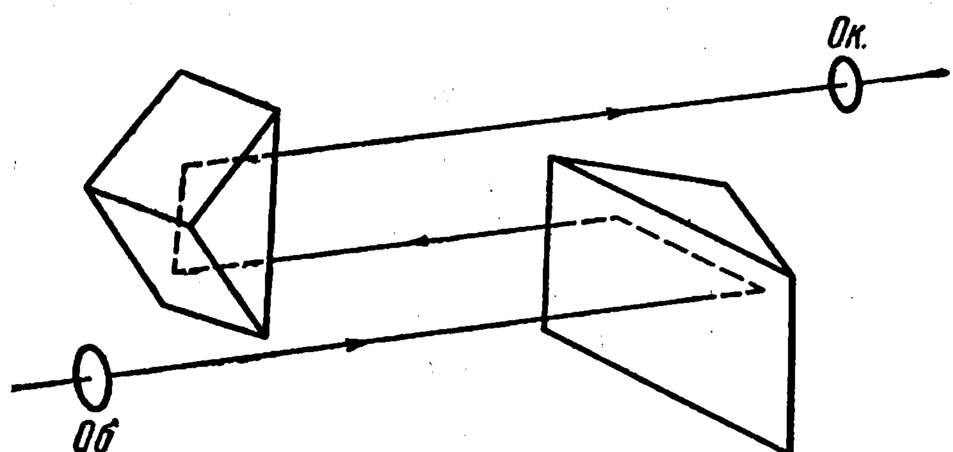


Рис. 1.50.

Для уменьшения общих габаритов прибора в бинокле с помощью двух призм полного внутреннего отражения заставляют лучи между объективом и окуляром проходить одно и то же расстояние туда и обратно три раза (рис. 1.50). Для большей компактности обе призмы располагают во взаимно перпендикулярных плоскостях. Бинокль обычно употребляется при наблюдении двумя глазами. Увеличивая расстояние между объективами, мы как бы увеличиваем базу между глазами и добиваемся большей стереоскопичности видения (стереотруба).

Трудности в изготовлении однородных и точно отшлифованных больших линз приводят к тому, что в астрономических телескопах в качестве объектива широко применяют зеркала. Такие зеркальные телескопы называются рефлекторами. В то время как крупнейшие рефракторы имеют диаметр объективов (по две линзы в каждом, т. е. по четыре поверхности) 75 *см* (Пулковский) и 104 *см* (Йеркский), крупнейший зеркальный телескоп-рефлектор имеет диаметр зеркала 5 *м*.

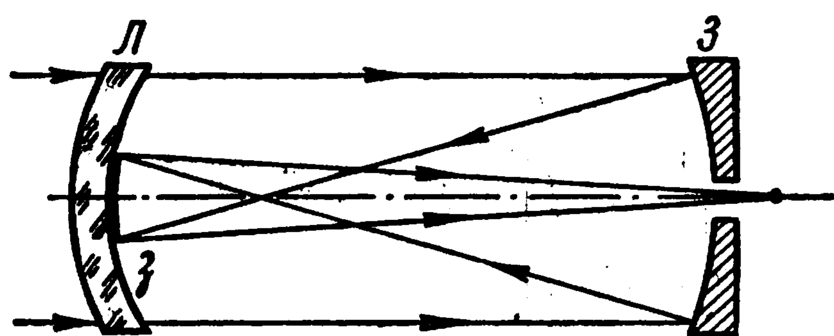


Рис. 1.51.

Преимуществами рефлектора являются отсутствие хроматической аберрации и сферической аберрации. Последнее достигается тем, что зеркалу придается поверхность параболоида вращения. Изготовление такой поверхности представляет значительные трудности. Поэтому большое значение имеет открытие советского

ученого Д. Д. Максутова (1941 г.), показавшего, что аналогичные результаты можно получить и с помощью сферического зеркала.

Схема телескопа Максутова изображена на рис. 1.51. Объектив состоит из менисковой (выпукло-вогнутой) линзы *Л*, обладающей высокой степенью ахроматичности, и сферического зеркала *З*. Положительная сферическая аберрация мениска полностью компенсирует отрицательную по знаку аберрацию зеркала. Сходящиеся лучи отражаются от вторичного зеркальца *з*, нанесенного на внутренней поверхности мениска, и выходят в центральное отверстие зеркала *З*. Двукратное изменение направления хода лучей, так же как и в бинокле, укорачивает всю систему, резко уменьшает ее габариты и вес, а следовательно, и нежелательные для телескопов деформации под действием собственной тяжести.

ГЛАВА IV

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

§ 10. Когерентные волны

В т. I (§ 58) была рассмотрена интерференция упругих волн малой амплитуды. Монохроматическая световая волна, приходящая в данную точку, описывается обычным уравнением гармонических колебаний:

$$y = A\cos\varphi = A\cos(\omega t + \varphi_0), \tag{10.1}$$

где под y следует понимать величины напряженностей электрического E и магнитного H полей, векторы которых колеблются во взаимно перпендикулярных плоскостях (см. т. II, § 53).

Как указано в т. II, напряженности электрического и магнитного полей подчиняются принципу суперпозиции (наложения) полей. Поэтому, если в данную точку приходят две волны одинаковой частоты, описываемые уравнениями:

$$\left.\begin{aligned} y_1 &= A_1\cos\varphi_1 = A_1\cos(\omega t + \varphi_{10}) \\ \text{и} \quad y_2 &= A_2\cos\varphi_2 = A_2\cos(\omega t + \varphi_{20}), \end{aligned}\right\} \tag{10.2}$$

то результирующее поле равно их (в общем случае — геометрической) сумме

$$y = y_1 + y_2 = A\cos(\omega t + \varphi), \tag{10.3}$$

и амплитуда результирующего колебания (т. I, § 53)

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos(\varphi_1 - \varphi_2). \tag{10.4}$$

Если частоты колебаний в обеих волнах ω одинаковы, а разность фаз $\varphi_1 - \varphi_2 = \varphi_{10} - \varphi_{20}$ постоянна, то такие волны называются когерентными. При наложении когерентных волн они дают устойчивое колебание (10.3) с неизменной амплитудой $A = \text{const}$. Величина этой амплитуды определяется урав-

нением (10.4) и в зависимости от разности фаз лежит в пределах

$$|A_1 - A_2| \leqslant A \leqslant A_1 + A_2. \qquad (10.5)$$

Таким образом, когерентные волны интерферируют друг с другом (от латинского глагола interfere — мешать), т. е. дают устойчивое колебание с амплитудой не больше суммы амплитуд интерферирующих волн. Если $\varphi_1 - \varphi_2 = \pi$, $\cos(\varphi_1 - \varphi_2) = -1$ и $A_1 = A_2$, амплитуда суммарного колебания равна нулю и интерферирующие волны полностью гасят друг друга.

При суперпозиции волн, приходящих от n различных источников, формула (10.4) для амплитуды результирующего колебания может быть обобщена и принимает вид

$$A^2 = \sum_{i=1}^{n} A_i^2 + 2\sum_{i<k}^{n}\sum^{n} A_i A_k \cos(\varphi_i - \varphi_k). \qquad (10.6)$$

Если источники не связаны друг с другом и колеблются независимо, то разности фаз $\varphi_i - \varphi_k$ имеют различные случайные значения от 0 до π, а косинусы $\cos(\varphi_i - \varphi_k)$ имеют с равной вероятностью как положительные, так и отрицательные значения (от $+1$ до -1). При этом положительные и отрицательные слагаемые двойной суммы в (10.6) скомпенсируют друг друга и

$$A^2 = \sum_{1}^{n} A_i^2. \qquad (10.7)$$

Для таких некогерентных волн во всех точках будут складываться их интенсивности, пропорциональные квадратам амплитуд.

Для когерентных волн разности фаз $\varphi_i - \varphi_k = \varphi_{i0} - \varphi_{k0}$ будут иметь в данной точке вполне определенное и постоянное значение и, согласно (10.6), суммарная интенсивность A может оказаться как больше, так и меньше суммы интенсивностей отдельных волн $\sum_{1}^{n} A_i^2$. При одинаковых амплитудах $A_i = a$ в тех точках, в которые все волны приходят в одинаковой фазе, будет наблюдаться резкое возрастание интенсивности $A^2 = \left(\sum_{1}^{n} A_i\right)^2 = (na)^2 = n^2 a^2$ в n^2 раз, а в других точках — взаимное гашение. Вследствие интерференции будет происходить перераспределение интенсивности (энергии) суммарных колебаний в пространстве.

В случае некогерентных волн перераспределений интенсивностей не происходит и, в соответствии с (10.7), суммарная интенсивность колебаний в данной точке (энергия) равна просто сумме интенсивностей (энергий) от всех источников.

Естественные источники света излучают поток некогерентных волн. Обычно такими источниками являются сильно нагретые тела (Солнце, нить накала электрической лампочки). Энергия теплового движения возбуждает хаотически атомы и молекулы этих тел. Затем возбужденные частицы отдают свою энергию, испуская излучение. Подробнее процесс испускания света будет рассмотрен в гл. IX—XI. Сейчас для нас важно лишь следующее: каждый атом испускает излучение независимо от других.

С классической волновой точки зрения каждую такую порцию излучения следует рассматривать как последовательность («цуг») волн, испускаемых за время порядка 10^{-8} *сек*. Такой цуг волн при частоте порядка 10^{15} *гц* содержит $10^{-8}\cdot 10^{15}=10^{7}$ волн, то есть в высокой степени монохроматичен.

Естественные источники состоят из мириад хаотически вспыхивающих и потухающих излучателей — атомов, молекул. Через каждую точку пространства на некотором расстоянии от источника будут проходить и накладываться (суперпонировать) цуги волн, испущенные разными атомами источника и имеющие разные частоты, амплитуды и начальные фазы. Даже если выделить (например, светофильтром) испускаемые одинаковыми атомами волны одинаковых частот (монохроматические),

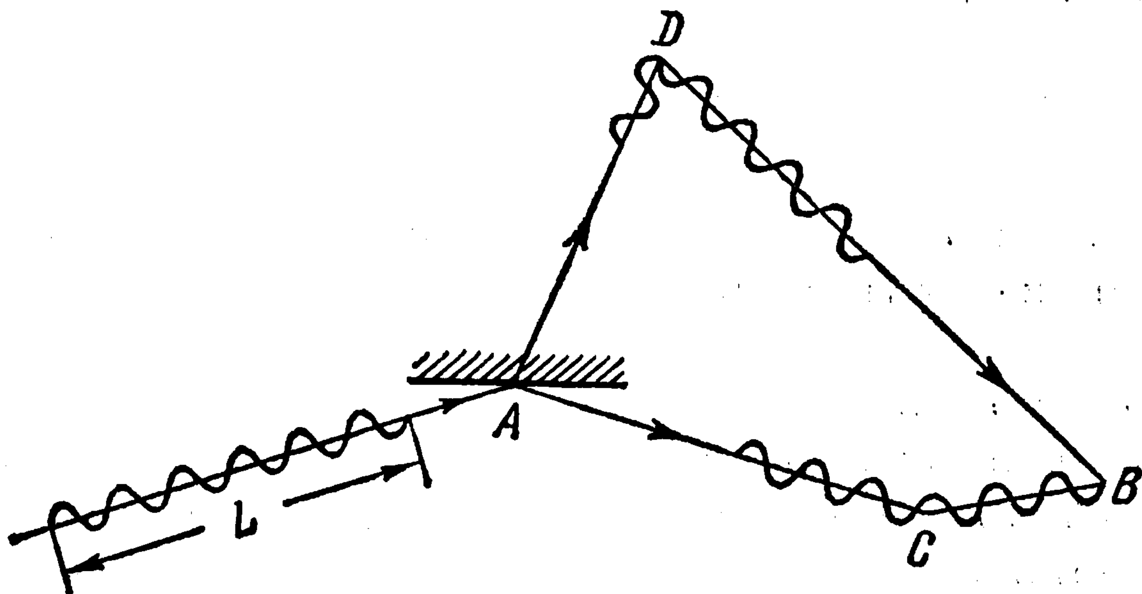


Рис. 1.52.

то разности фаз $\varphi_i-\varphi_k$ между отдельными цугами будут хаотически изменяться и такие волны являются взаимно некогерентными, а следовательно, не дают устойчивой интерференционной картины.

Тем более некогерентными и не могущими интерферировать друг с другом являются волны, испускаемые двумя различными естественными источниками света. Возникает законный вопрос: а можно ли вообще для света создать условия, при которых наблюдались бы интерференционные явления? Как, пользуясь

обычными некогерентными излучателями света, создать взаимно когерентные источники?

Получение когерентных лучей оказывается возможным, если заставить волну, излучаемую отдельным атомом, интерферировать саму с собой. На рис. 1.52 изображена возможная схема такого метода. Луч в точке A падает на границу двух сред и раздваивается. Часть волны отражается и после ряда последующих отражений и преломлений приходит в точку B, пройдя ломаный путь ACB с общей длиной l_1. Другая часть волны преломляется и после ряда последующих отражений и преломлений приходит в ту же точку B по ломаному пути ADB с общей длиной l_2. В точке A обе части волны имели одинаковую фазу колебаний, но в точку B, благодаря разности хода l_2-l_1, они придут в различной фазе. Разность фаз между обеими волнами (см. т. I, § 58)

$$\varphi_1-\varphi_2=2\pi\frac{l_2-l_1}{\lambda} \qquad (10.8)$$

будет постоянной и не зависящей от начальной фазы волны. Взаимная когерентность лучей ACB и ADB не нарушается, если в точку A приходит свет от естественного источника. В этом случае для каждого цуга монохроматических волн, испускаемого другим атомом, после его раздвоения и прихода в точку B остается та же разность фаз (10.8) и интерференционная картина в точности повторяется.

К сказанному следует сделать три оговорки:

1. Цуг волн, испускаемый отдельным атомом, имеет конечную протяженность вдоль луча. При продолжительности испускания $\tau\approx10^{-8}$ *сек* и скорости света $c=3\cdot10^8$ *м/сек* эта протяженность порядка

$$L=c\tau\approx3\ м.$$

При разности хода l_2-l_1, превышающей протяженность цуга L, голова цуга, идущего по более длинному пути l_2, доходит до точки B, тогда как хвост цуга, шедшего по более короткому пути l_1, уже миновал эту точку и встречается с цугами волн, испускаемых другими атомами, по отношению к которым данный цуг уже некогерентен. Таким образом, интерференция самого с собой луча от естественного источника света возможна лишь при не слишком больших разностях хода, до тех пор, пока

$$l_2-l_1<L. \qquad (10.9)$$

2. Если один из лучей часть пути l_0 проходит в вакууме, а другую часть l — в среде с показателем преломления n (рис. 1.53),

то следует учесть изменение длины волны, происходящее при переходе света из вакуума в среду. Если обозначить через $\lambda_0=\frac{c}{\nu}$ длину волны в вакууме, то, как показано в § 6, длина волны в среде уменьшается и будет равна

$$\lambda=\frac{v}{\nu}=\frac{v}{c}\frac{c}{\nu}=\frac{\lambda_0}{n}.$$

Изменение фазы этого луча при прохождении пути AB будет:

$$\Delta\varphi=2\pi\left(\frac{l_0}{\lambda_0}+\frac{l}{\lambda}\right)=2\pi\frac{l_0+nl}{\lambda_0}. \qquad (10.10)$$

Таким образом, для расчета интерференционных явлений существен не геометрический ход луча l_0+l, а **оптическая длина пути** l_0+nl, учитывающая, сколько длин волн укладывается на пути луча при прохождении его через разные среды.

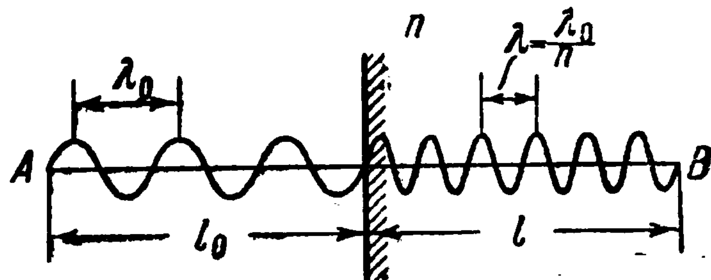


Рис. 1.53.

3. Из (10.4) и (10.8) следует, что усиление или ослабление света при интерференции зависит от отношения разности хода l_2-l_1 к длине волны λ. Если в точку A приходил белый свет, то при одинаковой разности хода l_2-l_1 в точке B разность фаз $\varphi_1-\varphi_2$ для различных составляющих его монохроматических волн (разные λ) будет различна. Лучи одних цветов в точке B будут усиливать друг друга, а лучи других цветов — ослаблять. В результате свет, приходящий в точку B, будет уже не белым, а окрашенным в тот или другой цвет. Эта окраска будет различна в разных точках пространства. Интерференционные максимумы и минимумы для лучей разного цвета будут пространственно разделены, и мы будем наблюдать интерференционные спектры.

§ 11. Методы наблюдения интерференции света

Описанный в предыдущем параграфе принцип получения когерентных лучей разделением волны на две части, проходящие различные пути, может быть практически осуществлен различными способами — с помощью экранов и щелей, зеркал и преломляющих тел.

В опыте Юнга (рис. 1.54) свет из точечного источника (малое отверстие S) проходит через два равноудаленных отверстия A_1 и A_2, являющихся как бы двумя когерентными источниками. Интерференционная картина наблюдается на экране E, располо-

женном на некотором расстоянии параллельно A_1A_2. Усиление и ослабление света в произвольной точке M экрана зависят от разности хода лучей l_2—l_1.

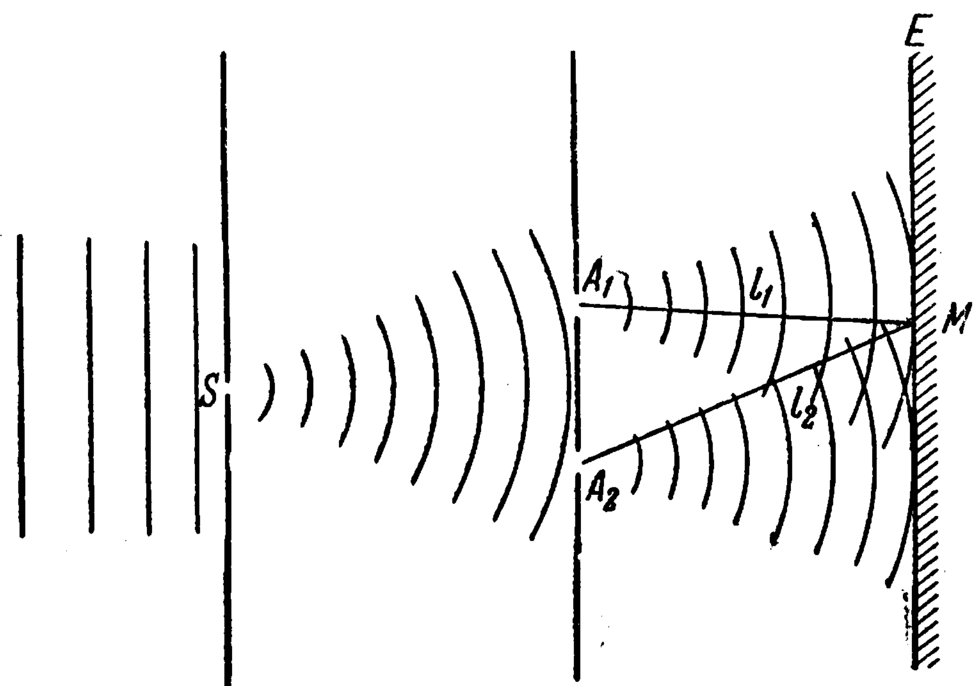


Рис. 1.54.

Зеркала Френеля представляют собой два плоских зеркала, расположенных под углом, близким к 180° друг к другу (рис. 1.55). Источник S испускает свет, отражающийся от обоих зеркал и попадающий на экран E, защищенный от прямого попадания кожухом K.

По законам отражения от плоского зеркала (см. § 7) лучи, отраженные от первого зеркала, как бы исходят из мнимого источника S_1, расположенного симметрично исходному источнику S. Аналогично, лучи, отраженные от второго зеркала, можно рассматривать исходящими из мнимого источника S_2, являющегося изображением источника S во втором зеркале. Мнимые источники S_1 и S_2 взаимно когерентны, и исходящие из них пучки лучей пересекаются и интерферируют в области, заштрихованной на рис. 1.55. Интерференционная картина наблюдается на экране E, помещенном в эту область, и зависит от разности хода лучей l_2—l_1 до произвольных точек экрана.

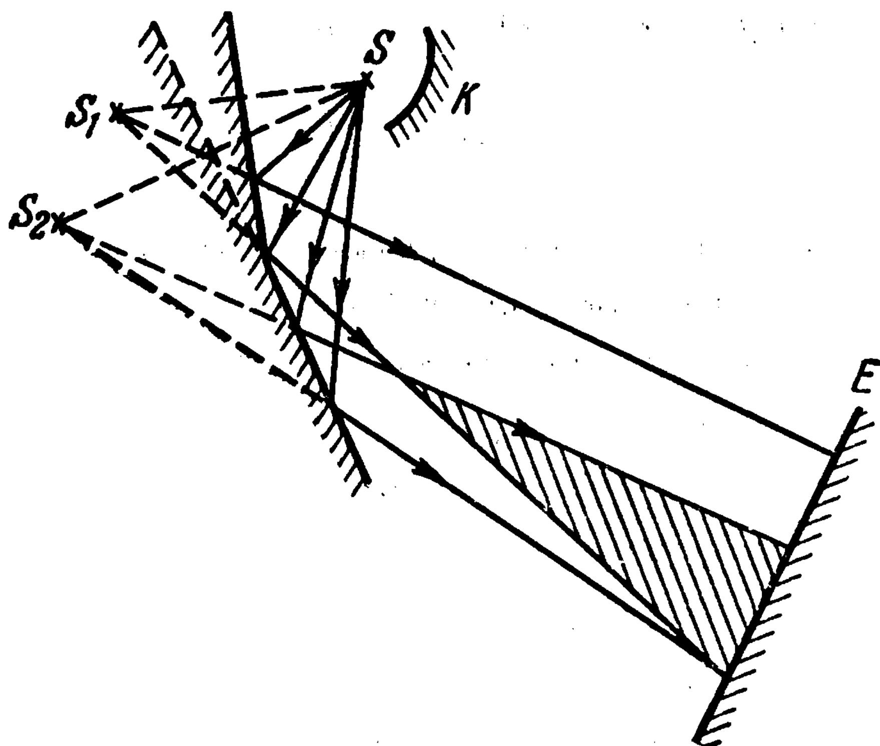


Рис. 1.55.

Аналогичная интерференционная картина получается и в бипризме Френеля, изображенной на рис. 1.56. В этом случае мнимые когерентные источники S_1 и S_2 возникают в результате преломления в бипризме.

Расчет интерференционной картины для всех трех описанных примеров может быть сильно упрощен, если рассматривать не точечные, а линейные источники — узкие, параллельные и близко расположенные щели. Схема расчета приведена на рис. 1.57 и фактически повторяет расчет, произведенный в т. I, § 58. Две щели S_1 и S_2 расположены перпендикулярно к плоскости чертежа на

расстоянии d друг от друга и являются когерентными (реальными или мнимыми) источниками света. Экран E также перпендикулярен к плоскости чертежа и параллелен обеим щелям. Рассчитывается разность хода лучей для произвольной точки M, находящейся на расстоянии x от центральной линии экрана. Экран располагается на расстоянии l от щелей, много большем их взаимного расстояния d. Из рис. 1.57,*а* имеем:

$$l_2^2 = l^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2,$$

$$l_1^2 = l^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2;$$

вычитая почленно, имеем:

$$(l_2 - l_1)(l_2 + l_1) = 2xd.$$

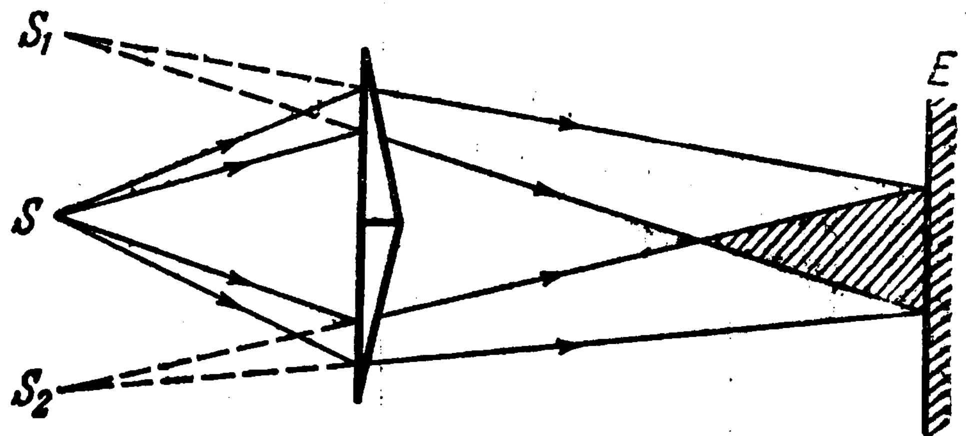


Рис. 1.56.

Из условия $l \gg d$ следует, что $l_2 + l_1 \approx 2l$. Обозначив искомую разность хода $l_2 - l_1 = \delta$, имеем:

$$\delta \approx \frac{2xd}{2l} = x\frac{d}{l}. \qquad (11.1)$$

В тех местах на экране, где эта разность хода равна целому числу волн или четному числу полуволн,

$$\delta_{макс} = 2k\frac{\lambda}{2}; \qquad k = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \ldots, \qquad (11.2)$$

колебания, приходящие от обоих источников, складываются, амплитуда удваивается, а интенсивность возрастает в четыре раза. В тех местах экрана, где разность хода равна нечетному числу полуволн,

$$\delta_{мин} = (2k+1)\frac{\lambda}{2}; \qquad k = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \ldots, \qquad (11.3)$$

волны от обоих источников приходят в противоположной фазе и полностью гасят друг друга.

В результате на экране будет наблюдаться система чередующихся светлых и темных полос с постепенными переходами, как это показано на рис. 1.57,*б*. Из (11.1) и (11.2) находим положения последовательных максимумов:

$$x_k = k\lambda\frac{l}{d}. \qquad (11.4)$$

Расстояния между соседними максимумами

$$\Delta x = x_{k+1} - x_k = (k+1)\lambda\frac{l}{d} - k\lambda\frac{l}{d} = \lambda\frac{l}{d} \qquad (11.5)$$

остаются неизменными вдоль экрана. Поскольку $l \gg d$, то $\Delta x \gg \lambda$. Так, например, при $\frac{l}{d}=10000$ и $\lambda=0,5$ *мк* расстояние между максимумами на экране достигает $\Delta x=5$ *мм* и хорошо различимо. Зная $\frac{l}{d}$ и измеряя Δx, можно отсюда найти длину волны данного света.

Изображенная на рис. 1.57,*б* картина чередования светлых и темных полос справедлива при освещении монохроматическим светом (λ=const). При освещении белым светом интерференционная картина для лучей различных цветов разойдется. Так как согласно (11.5) $\Delta x \sim \lambda$, то максимумы наиболее коротких (фиолетовых)

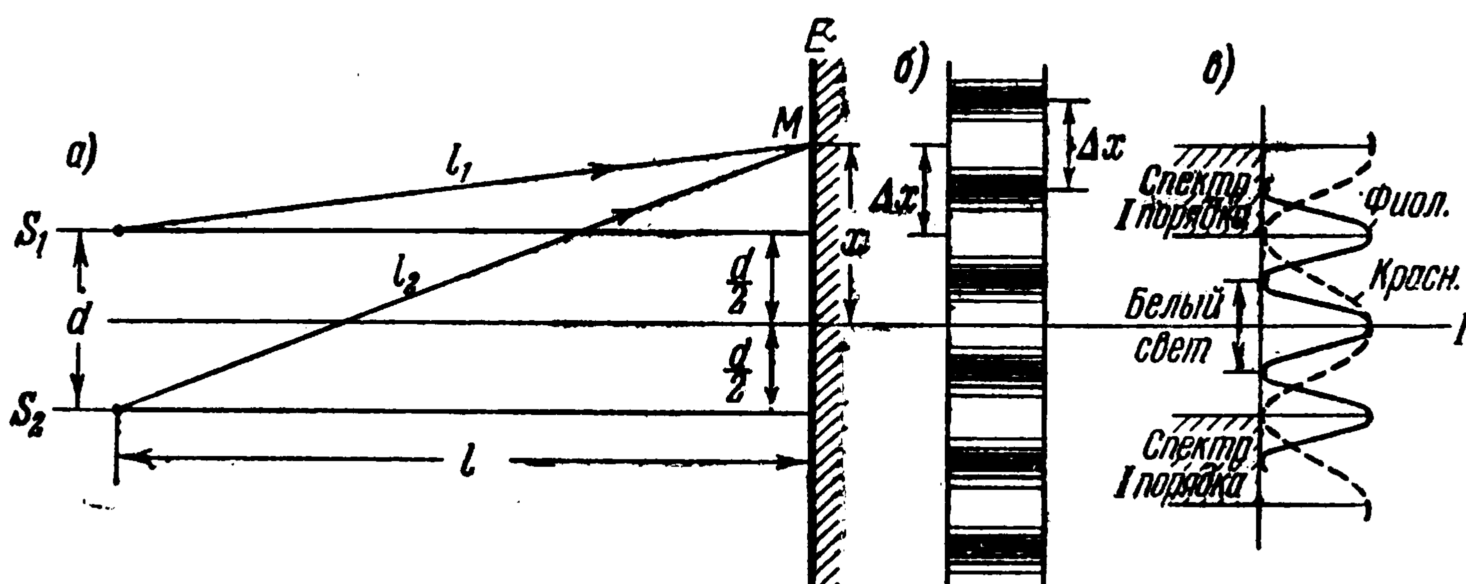


Рис. 1.57.

лучей ($\lambda \approx 0,4$ *мк*) будут расположены ближе, чем максимумы наиболее длинных красных лучей ($\lambda \approx 0,76$ *мк*). В середине экрана при $k=0$ максимумы всех цветов совпадут, и мы получим там белую полосу, слегка красноватую по краям, где находится минимум для фиолетовых лучей. Однако уже первая светлая полоса справа и слева ($k=\pm 1$) будет окрашенной, как показано на рис. 1.57,*в*. Образующийся **интерференционный спектр первого порядка** будет обращен своей фиолетовой частью к середине экрана. Интерференционные спектры более высоких порядков ($|k|>1$) будут сильно перекрывать друг друга.

Большой практический интерес представляет **интерференция в тонких пластинках** и пленках. Разберем подробно картину интерференции от тонкой плоскопараллельной пластинки толщиной d, изготовленной из прозрачного вещества с показателем преломления n (рис. 1.58).

Пусть на эту пластинку из воздуха ($n_{\text{возд}} \approx 1$) падает параллельный пучок лучей от удаленного источника под углом i к перпендикуляру. Луч *1*, падающий на пластинку в точке A, частично отра-

зится, а частично преломится под углом r и войдет в пластинку. Дойдя до точки C, он частично преломится в воздух, а частично отразится и пойдет к точке B. Здесь он опять частично отразится и преломится и часть луча I выйдет в воздух под углом i. С другой стороны, на точку B пластинки падает и частично отражается под тем же углом i луч II. В результате к глазу наблюдателя пойдут вместе два луча: луч I, прошедший путь ACB в веществе пластинки, и луч II, прошедший путь EB в воздухе и отраженный от пластинки.

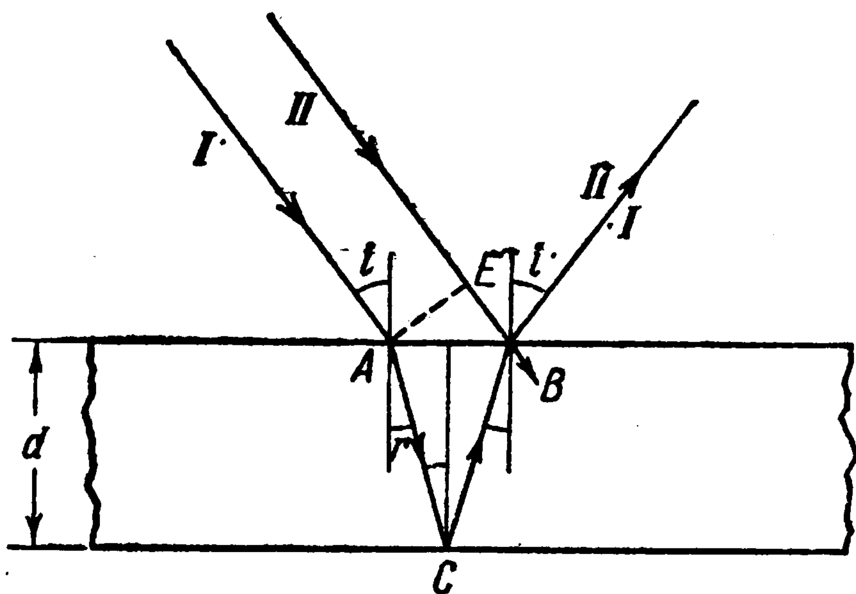


Рис. 1.58.

На фронте волны AE оба луча имели одинаковую фазу, но в дальнейшем прошли различные пути в разных средах. Кроме того, следует еще учесть, что луч EB при отражении от оптически более плотной среды (воздух — пластинка) теряет полволны (см. т. I, § 59). С учетом (10.10) может быть вычислена о п т и ч е с к а я р а з н о с т ь х о д а лучей II и I:

$$\delta = n\,(AC + CB) - \left(EB + \frac{\lambda_0}{2}\right) = n\,\frac{2d}{\cos r} - 2d\,\mathrm{tg}\,r\,\sin i - \frac{\lambda_0}{2}.$$

Используя закон преломления

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n,$$

можно это выражение для δ преобразовать так, чтобы исключить тригонометрические функции угла r:

$$\delta = \frac{2dn}{\cos r} - 2d\,\mathrm{tg}\,rn\,\sin r - \frac{\lambda_0}{2} = 2dn\,\frac{1-\sin^2 r}{\cos r} - \frac{\lambda_0}{2} =$$
$$= 2dn\cos r - \frac{\lambda_0}{2} = 2dn\sqrt{1-\sin^2 r} - \frac{\lambda_0}{2} =$$
$$= 2d\sqrt{n^2 - n^2\sin^2 r} - \frac{\lambda_0}{2},$$

или окончательно:

$$\delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda_0}{2}. \qquad (11.6)$$

При освещении пластинки монохроматическим светом и наблюдении отраженного света глазом, аккомодированным на бесконечность (или через линзу), пластинка будет светлой, если $\delta = 2k\frac{\lambda_0}{2}$, и темной, если $\delta = (2k+1)\frac{\lambda_0}{2}$. Так как согласно (11.6) величина δ

зависит от i, n и d, то возможны различные случаи. Так, при изменении угла наклона (непараллельный пучок) будет меняться освещенность пластинки (светлые и темные линии равного наклона). Если толщина пластинки d неодинакова, то на ее поверхности будут наблюдаться полосы, отвечающие участкам равной толщины ($d = \text{const}$), причем те участки, для которых

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda_0}{2} = 2k\frac{\lambda_0}{2},$$

будут светлыми, а участки, на которых

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda_0}{2} = (2k+1)\frac{\lambda_0}{2},$$

будут темными. В соответствии с этим сами светлые и темные полосы также называют полосами равной толщины.

При освещении плоскопараллельной пластинки белым светом условие максимума

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda}{2} = 2k\frac{\lambda}{2} \qquad (11.7)$$

будет соблюдено лишь для одной определенной длины волны и вся поверхность пластинки окрасится в один определенный цвет, причем с изменением наклона эта окраска будет меняться. Для пластинок и пленок переменной толщины (клин, поверхность мыльного пузыря, пленка масла на поверхности воды) эта окраска будет на различных участках различна.

По цветам тонких пластинок и пленок можно судить об их толщине и в соответствии с (11.7) измерять последнюю. Так, цвета побежалости на поверхности металла позволяют определить толщину образовавшейся оксидной пленки.

Если с нижней стороны пластинки или пленки расположена среда с показателем преломления бо́льшим, чем у вещества пленки, то в точке C на рис. 1.58 будет также происходить потеря полволны при отражении. В этом случае в левой части равенства (11.7), определяющего условие максимумов, следует опустить слагаемое $\frac{\lambda}{2}$.

Из (11.7) видно, что при постоянных значениях d, n и λ изменение угла наблюдения i приводит к переходу от одного интерференционного максимума к следующему, когда порядок максимума k меняется на единицу. Если пленка толстая, то переход от одного интерференционного максимума к соседнему будет совершаться при столь малом изменении угла наклона i, что практически вся интерференционная картина будет смазана.

Интерференционная картина от клина переменной толщины впервые была изучена еще Ньютоном. Схема наблюдения так называемых колец Ньютона изображена на рис. 1.59, *а*.

Плосковыпуклая линза очень большого радиуса кривизны (10÷÷100 *м*) прижимается выпуклой стороной к плоской пластинке так, что между ними образуется воздушный клин переменной толщины d. Толщина этого клина зависит от расположения точки B, характеризуемого радиусом r. Из прямоугольного треугольника ABC имеем

$$r^2 = R^2 - (R-d)^2 = (2R-d)\,d \approx 2Rd$$

или

$$d \approx \frac{r^2}{2R}. \tag{11.8}$$

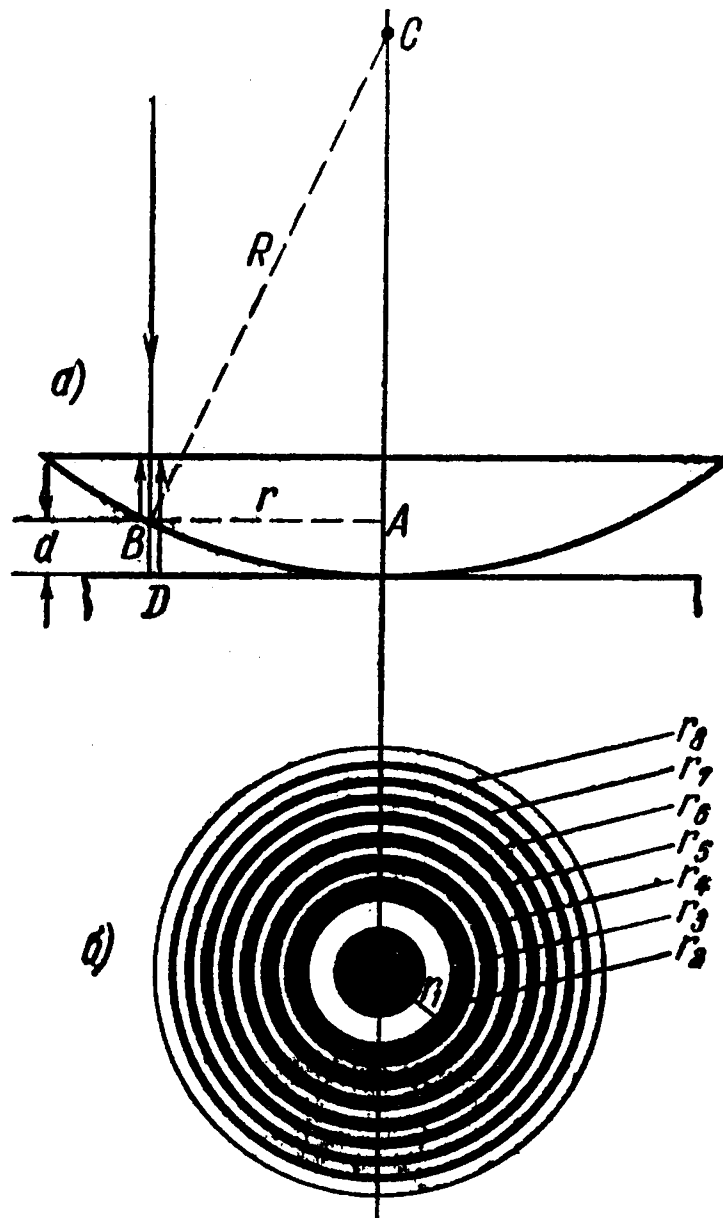


Рис. 1.59.

Пучок параллельных лучей падает сверху на линзу. Луч, доходящий до точки B, частично отражается, а частично проходит в воздушный клин (практически вертикально, из-за малой кривизны линзы). Отражаясь в точке D от пластинки, он возвращается обратно и интерферирует с лучом, отраженным в точке B. Так как в точке D происходит отражение от оптически более плотной среды и теряется полволны, то оптическая разность хода обоих интерферирующих отраженных лучей будет

$$\delta = 2d + \frac{\lambda_0}{2} = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2}. \tag{11.9}$$

При освещении системы монохроматическими лучами в отраженном свете будут наблюдаться перемежающиеся светлые и темные кольца постоянных радиусов $r = \text{const}$ (рис. 1.59, *б*). Радиусы темных колец определяются из условия гашения

$$\delta = (2k+1)\frac{\lambda_0}{2}, \quad \text{т. е.} \quad \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2} = k\lambda_0 + \frac{\lambda_0}{2},$$

и окончательно радиус k-го темного кольца равен:

$$r_k = \sqrt{k\lambda_0 R}. \tag{11.10}$$

Радиусы последовательных светлых колец находятся из условия максимумов $\delta = 2k\frac{\lambda_0}{2}$ и равны

$$r_k^* = \sqrt{\left(k - \frac{1}{2}\right)\lambda_0 R}. \tag{11.11}$$

Счет темных колец начинается с $k=0$, т. е. от самого центра интерференционной картины. Счет светлых колец начинается с $k=1$. Радиусы колец растут пропорционально корню квадратному из их номера k, т. е. чем дальше от центра, тем эти кольца располагаются гуще, как показано на рис. 1.59,*б*.

При освещении прибора белым светом светлые кольца становятся соответственно окрашенными.

Измеряя радиусы колец r_k, можно (зная радиус кривизны линзы R) определить длину волны освещавшего прибор света λ_0 и обратно — по известной λ_0 найти радиус кривизны линзы R.

§ 12. Практические применения интерференции. Интерферометры

Как видно из рассмотренных в предыдущем параграфе примеров, интерференционные явления обусловлены волновой природой света и их количественные закономерности зависят от длины волны λ. Измеряя расстояния между полосами в опыте с бипризмой Френеля или радиусы колец Ньютона, можно определить длины волн световых лучей. Такова первая группа применений интерференционных явлений, имеющая принципиальное значение, — доказательство волновой природы света и измерение длин волн.

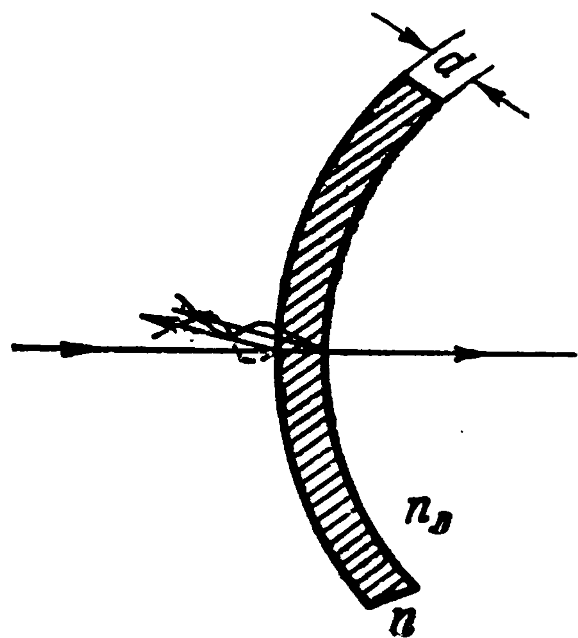


Рис. 1.60.

Вторым практическим применением интерференции является так называемое «просветление оптики». Дело в том, что не весь световой поток, падающий на линзу или призму, проходит внутрь последней, а часть его отражается обратно. Современные точные оптические приборы содержат большое количество линз, и частичное отражение света на многочисленных поверхностях раздела заметно снижает интенсивность света, доходящего до глаза наблюдателя или регистрирующего прибора. Помимо уменьшения яркости окончательного изображения, отражение света от входного объектива наблюдательного прибора в военном деле является причиной еще одной неприятности. Отраженный от объектива свет («блик») возвращается к противнику, демаскируя положение наблюдательного прибора.

Для уменьшения отражения света И. В. Гребенщиковым с сотрудниками была разработана технология покрытия наружных поверхностей линзы специальными тонкими пленками. Идея метода понятна из схемы рис. 1.60. Передняя поверхность линзы покрыта специальной прозрачной пленкой. При наличии пленки

падающий свет отражается дважды: от границы воздух — пленка и от границы пленка — линза. Показатель преломления и толщина пленки d подбираются так, чтобы оба отраженных луча были в противоположной фазе и гасили друг друга. При этом полностью исчезают блики. Поскольку же при интерференции энергия света не исчезает, а лишь перераспределяется в пространстве, то гашение отраженного луча сопровождается соответственным увеличением интенсивности преломленного луча, проходящего внутрь оптической системы.

Для того чтобы условия отражения (потеря полволны) на обеих границах раздела были одинаковы, показатель преломления пленки n должен быть промежуточным между единицей и показателем преломления линзы $n_л$. Для взаимного гашения отраженных лучей их оптическая разность хода $2dn$ должна быть равна половине длины волны $\frac{\lambda_0}{2}$. Следовательно, толщина пленки определится из условия

$$d=\frac{\lambda_0}{4n}=\frac{\lambda}{4}, \tag{12.1}$$

где $\lambda=\frac{\lambda_0}{n}$ есть длина волны света в веществе пленки.

Расчет показывает, что наиболее полное гашение будет при условии, что

$$n=\sqrt{n_л}. \tag{12.2}$$

Формула (12.1) показывает, что нельзя добиться одновременного гашения для всех длин волн видимого спектра. Поэтому условие гашения (12.1) должно быть выполнено, во всяком случае, для наиболее воспринимаемой человеческим глазом длины волны $\lambda_0=555$ *нм* (см. § 4).

Пленка, дающая, согласно (12.1) и (12.2), наилучшее «просветление оптики», наносится на поверхность линзы или образуется химическим путем за счет выщелачивания части компонент стекла на глубину, равную четверти длины волны.

Третья группа практических применений интерференции — это прецизионные измерения, главным образом линейных размеров. Для этого служат приборы, называемые интерферометрами. Приведем схематическое описание некоторых основных типов интерферометров.

В интерферометре Майкельсона, изображенном на рис. 1.61, параллельный пучок лучей от источника S падает под углом 45° на плоскопараллельную стеклянную пластинку. Сторона пластинки, удаленная от S, посеребренная и полупрозрачная, разделяет луч на две части. Отраженный луч идет к зеркалу S_1, отражается от него и, возвращаясь обратно, проходит

вновь через пластинку и попадает в зрительную трубу T. Второй луч идет к зеркалу S_2, отражается от него, возвращается обратно и, отражаясь от пластинки, попадает в ту же трубу T, интерферируя с первым. Первый из лучей дважды проходит всю толщу стеклянной пластинки (туда и обратно). Поэтому для компенсации возникающей разности хода надо на пути второго луча поместить точно такую же пластинку из того же сорта стекла, показанную на рисунке пунктиром.

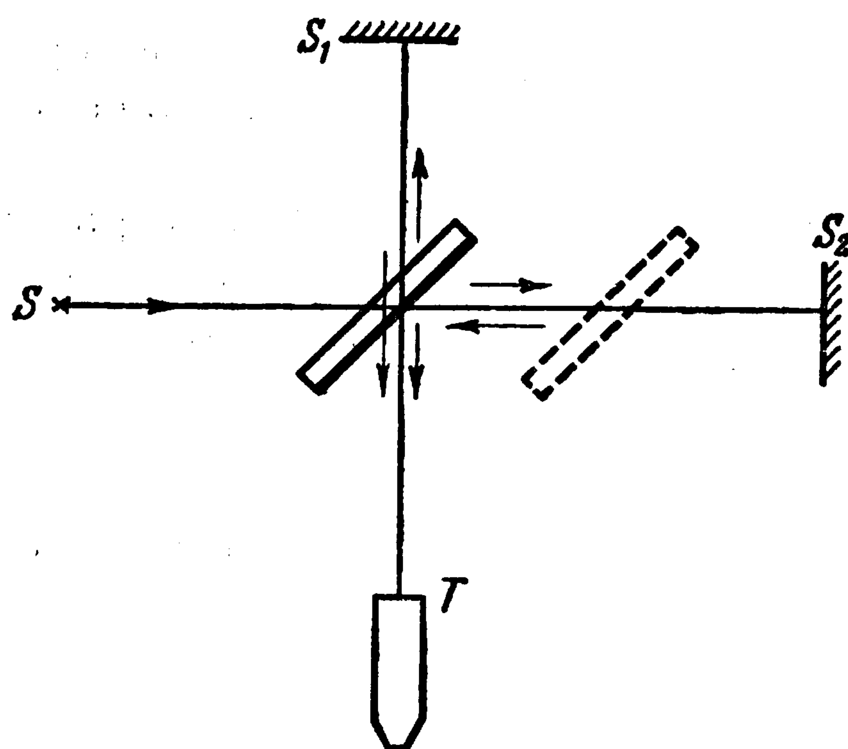


Рис. 1.61.

В зависимости от разности хода обоих лучей зрительное поле трубы T окажется светлым или темным. При перемещении зеркала S_2 на расстояние, равное $\frac{\lambda}{4}$, разность хода обоих лучей увеличится на $\frac{\lambda}{2}$ и произойдет смена освещенности зрительного поля. Более чувствительным является следующий метод. Неподвижное зеркало S_1 чуть наклоняется. Лучи, падающие на разные точки S_2, проходят различные пути. Поэтому в окуляре будет наблюдаться уже не однородный фон, но система параллельных темных и светлых линий — «полосы равной толщины», отвечающие равноудаленным от неотклоненного положения точкам зеркала. Смещение S_2 вызовет перемещение этих полос, за которым легко следить с большой точностью. Таким путем был впервые измерен и сравнен с длиной стандартной световой волны международный эталон метра.

Возможность выполнять такие сравнения с очень высокой степенью точности привела к тому, что световую волну сделали теперь эталоном длины. В системе СИ основная единица длины метр — длина, равная 1 650 763,73 длин волн в вакууме излучения, соответствующего переходу между уровнями $2p_{10}$ и $5d_5$ (см. § 51) атома криптона-86. О применении интерферометра Майкельсона для решения принципиального вопроса о существовании мирового эфира будет рассказано ниже в гл. VIII.

Для контроля за чистотой обработки металлических поверхностей высокого класса точности В. П. Линник разработал микроинтерферометр, представляющий комбинацию интерферометра и микроскопа (рис. 1.62). Свет от источника S падает на разделяющий кубик, склеенный из двух призмочек. Гипотенузная грань одной из призмочек посеребрена так, что частично

пропускает, а частично отражает падающие на нее лучи. Прошедший пучок попадает на зеркало Z, отражается обратно к кубику и, отразившись от полупрозрачной грани, идет в микроскоп M. Второй луч, отразившись от полупрозрачной грани, падает на исследуемую поверхность и, отразившись от последней, проходит через кубик в микроскоп M, интерферируя с первым лучом. Зеркальце Z наклонено под небольшим углом φ так, что разность хода обоих лучей l_2-l_1 вдоль поля зрения микроскопа линейно возрастает. Благодаря этому при идеальной гладкости испытуемой поверхности в поле зрения микроскопа видны светлые и темные интерференционные полосы равной толщины воздушного промежутка от кубика до зеркальца (левая часть рис. 1.62, *б*). Если на испытуемой поверхности есть выступы или неровности, то в этих местах изменяется ход второго луча и интерференционные полосы соответственно сдвигаются, как показано в средней и правой части рис. 1.62, *б*. Микроинтерферометрические методы позволяют оценить чистоту обработки поверхности с точностью порядка 0,1 λ, т. е. около 0,05 *мк*.

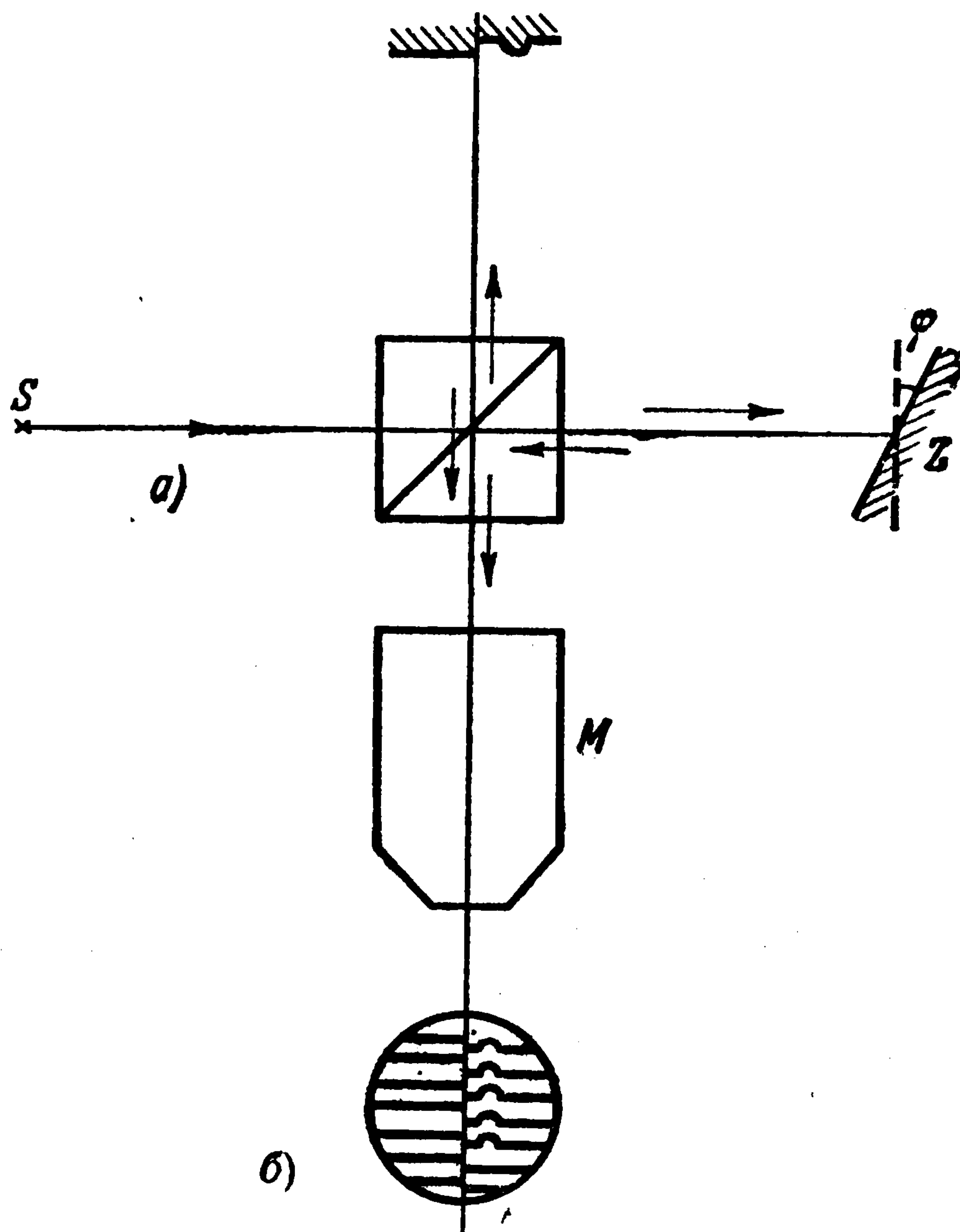


Рис. 1.62.

В газовом интерферометре, изображенном на рис. 1.63, параллельный пучок света от источника S разделяется диафрагмой D на два пучка, проходящих через две кюветы одинаковой длины l, заполняемые разными газами. Пучки вновь собираются линзой L и интерферируют друг с другом. Оптическая разность хода в этом случае равна

$$\delta = n_1 l - nl = (n_1 - n)\, l, \tag{12.3}$$

где n — показатель преломления эталонного, а n_1 — испытуемого газа. Интерференционная картина в виде вертикальных полос наблюдается после преломления пучков в вертикальной

цилиндрической линзе *B*, расположенной перпендикулярно к чертежу. Часть пучков после диафрагмы идет в воздухе над кюветами и дает интерференционные полосы в верхней части поля зрения цилиндрической линзы (рис. 1.63, *б*). При $n_1 \neq n$ интерференционные полосы пучков, прошедших через кювету, сдвигаются относительно эталонных полос и по величине этого сдвига можно определить разность $n_1 - n$. Таким путем можно измерять разности в показателях преломления с точностью до седьмого знака

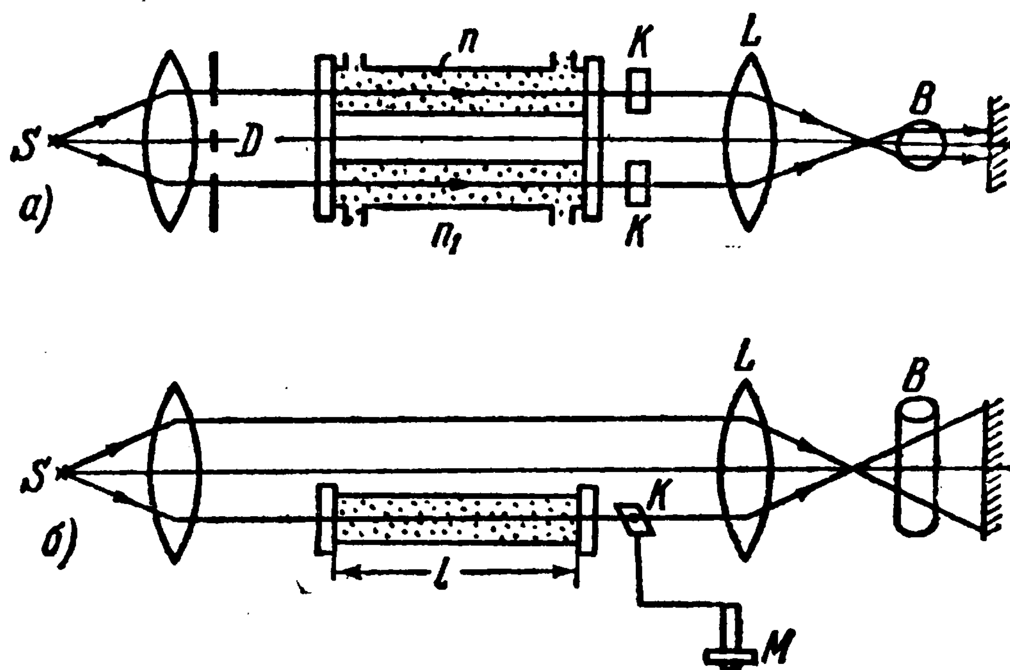


Рис. 1.63.

после запятой. Поскольку показатель преломления n_1 (точнее, $n_1 - 1$) пропорционален плотности газа и зависит от его химического состава, то таким путем можно измерять небольшие концентрации примесей в газе, а также изменения его давления и температуры.

Измерения с помощью газового интерферометра можно вести и компенсационным методом. Для этого на пути лучей, проходящих через газовые кюветы, с помощью микрометрического винта вводятся стеклянные пластинки *K*, компенсирующие возникшую разность хода δ и возвращающие сдвинутую нижнюю систему полос до совпадения с верхней эталонной. При этом деления микрометрического винта *M* могут быть отградуированы непосредственно в изменениях показателя преломления $n_1 - n$ или в процентах от концентрации исследуемой примеси. Если испытуемый газ с примесью непрерывно просасывается через кювету, то таким путем можно следить за изменениями его концентрации с течением времени.

Приведенные примеры далеко не исчерпывают всех возможностей и многочисленных практических применений интерференции в современной технике и лишь иллюстрируют основные направления этих применений.

ГЛАВА V

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

§ 13. Прямолинейность распространения света по волновой теории. Зоны Френеля

В т. I, § 60 кратко упоминалось о явлениях дифракции, т. е. непрямолинейном распространении волн, огибании ими препятствий и проникновении волны в область геометрической тени. Поскольку свет представляет собой электромагнитную волну, то для него также должны наблюдаться все дифракционные явления.

Полный расчет процесса распространения световых волн требует подробного математического анализа волновых решений дифференциальных уравнений движения электромагнитных полей и выходит за пределы втузовского курса физики. Даже сами уравнения электромагнитного поля (уравнения Максвелла) были выведены нами лишь в форме интегральных соотношений (т. II, уравнения (6.4), (33.11), (34.4) и (44.11), (49.18)), а не в виде эквивалентных им дифференциальных уравнений в частных производных. Тем более выходит за рамки нашего курса математический анализ точных решений этих уравнений, далеко не для всех случаев до конца вычисленных. Однако для понимания механизма дифракционных явлений и их приближенного расчета нет необходимости приводить полные волновые уравнения и их точные решения. Природа и основные качественные закономерности дифракции света могут быть установлены с помощью двух простых основных принципов:

1. Принцип Гюйгенса. Каждая точка фронта волны является источником волн, распространяющихся с характерной для данной среды скоростью v.

2. Закон интерференции. Все точки фронта волны колеблются с одинаковой частотой и в одинаковой фазе и, следовательно, представляют собой совокупность когерентных источников. Распространяясь вперед, волны от всех когерентных источников интерферируют друг с другом. Для расчета результатов

их интерференции следует принять во внимание, что в произвольную точку M перед фронтом они приходят, пройдя различные расстояния и, следовательно, будучи соответственно сдвинуты по фазе.

Изложенные выше элементарные соображения не позволяют показать, почему вторичные источники, лежащие на фронте волны, дают волну только вперед и не дают волны назад. Это обстоятельство следует иметь в виду; доказательство его дается в точной теории.

Принцип Гюйгенса и закон интерференции позволяют проанализировать все основные дифракционные явления. Поскольку точек фронта, являющихся когерентными источниками новых волн,

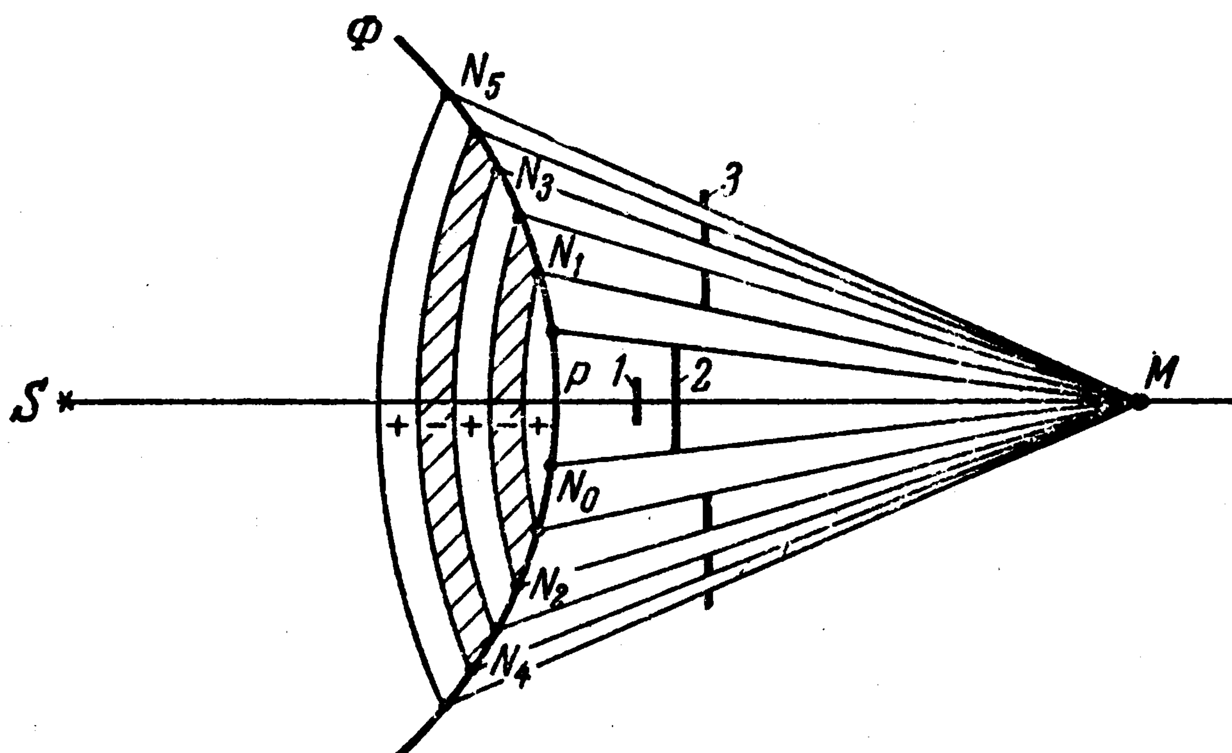


Рис. 1.64.

бесчисленное множество, то расчет интерференции, в принципе, сводится к довольно громоздкому интегрированию. Для упрощения этого интегрирования Френелем был предложен изящный метод разделения фронта волны на зоны, так что волны от соседних зон приходят в точку наблюдения в противоположной фазе и ослабляют друг друга. С этим методом з о н Ф р е н е л я мы познакомимся при анализе важнейшего принципиального вопроса: как волновая теория объясняет практическую прямолинейность распространения света и каковы границы применимости законов геометрической оптики, основанных на этой прямолинейности.

Пусть S есть точечный источник монохроматического света в однородной среде. По принципу Гюйгенса от него распространяется во все стороны сферическая волна. В некоторый момент времени фронт этой волны занимает положение Φ (рис. 1.64). Рассмотрим произвольную точку M перед фронтом и соединим ее прямой линией с источником S.

Если бы свет распространялся прямолинейно вдоль луча SPM, то достаточно было бы поставить на его пути сколь угодно малый экран 1, чтобы в точке M была полная темнота. Благодаря волновой природе света в точку наблюдения M приходят волны не только от точки P, но и от всех остальных точек фронта Φ, правда в различных фазах.

Для расчета результатов интерференции Френель предложил провести ряд сфер с центрами в точке M и радиусами, соответственно равными

$$\left.\begin{array}{l} MN_1 = MP + \frac{\lambda}{2}, \\ MN_2 = MN_1 + \frac{\lambda}{2} = MP + 2\frac{\lambda}{2}, \\ MN_3 = MN_2 + \frac{\lambda}{2} = MP + 3\frac{\lambda}{2}, \\ \dots\dots\dots\dots\dots\dots \end{array}\right\} \qquad (13.1)$$

Тем самым фронт волны Φ разобьется на ряд кольцевых зон, заштрихованных через одну на рис. 1.64. Волны, приходящие в M от точек каждой последующей зоны, сдвинуты по отношению к волнам, приходящим от соответствующих точек предыдущей зоны, на $\frac{\lambda}{2}$, т. е. находятся в противоположных фазах, и их амплитуды при интерференции вычитаются. Занумеруем величины суммарных амплитуд волн, приходящих в точку M от каждой последующей зоны:

$$A_0,\ A_1,\ A_2,\ A_3,\ A_4,\ A_5,\ \dots$$

Благодаря различию в расстояниях зон до точки наблюдения и в углах, под которыми видны эти площадки из M, величины этих амплитуд монотонно убывают:

$$A_0 > A_1 > A_2 > A_3 > \dots$$

В качестве допустимого приближения можно принять, что амплитуда колебания от некоторой k-й зоны Френеля A_k равна среднему арифметическому от амплитуд примыкающих к ней зон:

$$A_k = \frac{A_{k-1} + A_{k+1}}{2}. \qquad (13.2)$$

Полная амплитуда волны, приходящей в точку M, равна сумме амплитуд, создаваемых каждой отдельной зоной. При этом амплитуды от всех четных зон надо считать с одинаковым знаком (например, положительными), а амплитуды волн от всех нечетных зон (приходящих в противоположной фазе) — с обратным

знаком. Таким образом,

$$A = A_0 - A_1 + A_2 - A_3 + A_4 - A_5 + \dots \qquad (13.3)$$

Используя соотношение (13.2), можно это выражение представить в виде

$$A = \frac{A_0}{2} + \underbrace{\left(\frac{A_0}{2} - A_1 + \frac{A_2}{2}\right)}_{=0} + \underbrace{\left(\frac{A_2}{2} - A_3 + \frac{A_4}{2}\right)}_{=0} + \dots \approx \frac{A_0}{2}, \qquad (13.4)$$

так как оставшаяся часть от амплитуды последней зоны $\pm\frac{A_k}{2}$ практически ничтожно мала.

Таким образом, суммарная амплитуда от воздействия всего фронта Φ в точке наблюдения M равна $A = \frac{A_0}{2}$, т. е. эквивалентна половине воздействия нулевой зоны Френеля.

Не следует при этом думать, что в M приходит свет от всех точек половины нулевой зоны Френеля, остальные же участки фронта Φ, интерферируя, гасят друг друга. Если на пути света от точечного источника поставить не слишком большой круглый экран *2* так, чтобы перпендикуляр, опущенный на него из источника света, проходил через его центр, то в точке M по-прежнему будет свет, хотя и меньшей интенсивности.

Действительно, проведя через край экрана *2* линию MN_0, мы можем произвести деление фронта, начиная от точки N_0, на такие же зоны Френеля, как и ранее. Повторяя все рассуждения, легко убедиться, что для идеально круглого экрана *2* суммарная амплитуда в M будет $A' = \frac{A'_0}{2}$, где A'_0 есть амплитуда от новой нулевой зоны, отсчитываемой от N_0. По мере увеличения размеров экрана *2* величина A' будет убывать, но точка M остается всегда освещенной практически до тех пор, пока экран не закроет достаточно большого числа зон Френеля. Лишь в этом последнем случае станет справедливым положение геометрической оптики, что препятствие, перекрывающее луч SM, даст в точке наблюдения отсутствие света (геометрическая тень).

Более того, если, например, сделать «зонный экран» *3*, состоящий из ряда колец, закрывающих все нечетные (или все четные) зоны Френеля, то суммарная амплитуда

$$A = A_0 + A_2 + A_4 + \dots \qquad (13.5)$$

оказывается даже большей, чем при отсутствии всякого экрана.

Деление фронта волны Φ на зоны Френеля является относительным и зависит от расстояния до точки наблюдения M. То, что в центре геометрической тени от малого круглого экрана должен наблюдаться свет, было сначала выведено чисто теоретическим

путем и лишь затем подтверждено экспериментально в специально поставленных опытах.

Проведенный анализ вопроса о прямолинейности распространения световых волн дает возможность оценить границы применимости этого понятия. Пренебрегать дифракционными явлениями и рассматривать свет распространяющимся прямолинейно вдоль лучей, исходящих от источника, допустимо лишь, если размеры экрана велики по сравнению с размерами зон Френеля. Чем короче длина волны λ, тем меньше размеры этих зон и тем точнее можно пользоваться приближенными понятиями лучевой (геометрической) оптики. Так как длины волн видимого света очень малы, порядка 0,4—0,8 *мк*, то при наблюдениях макроскопических тел этими приближениями можно пользоваться с достаточной для практики точностью. Однако при уменьшении размеров наблюдаемых тел начинают проявляться дифракционные явления.

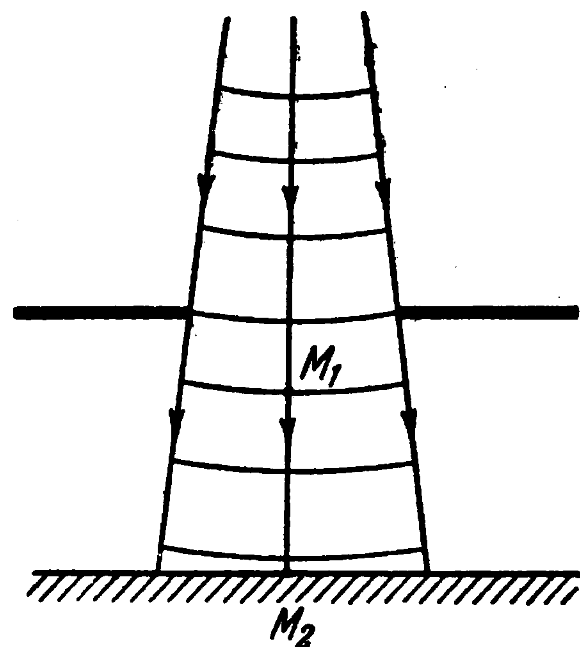


Рис. 1.65.

В т. I, § 60 указывалось, что благодаря дифракции нельзя рассматривать бегущую волну как совокупность распространяющихся лучей и физически невозможно выделить из этой совокупности узкий пучок лучей. Остановимся на этом вопросе несколько подробнее.

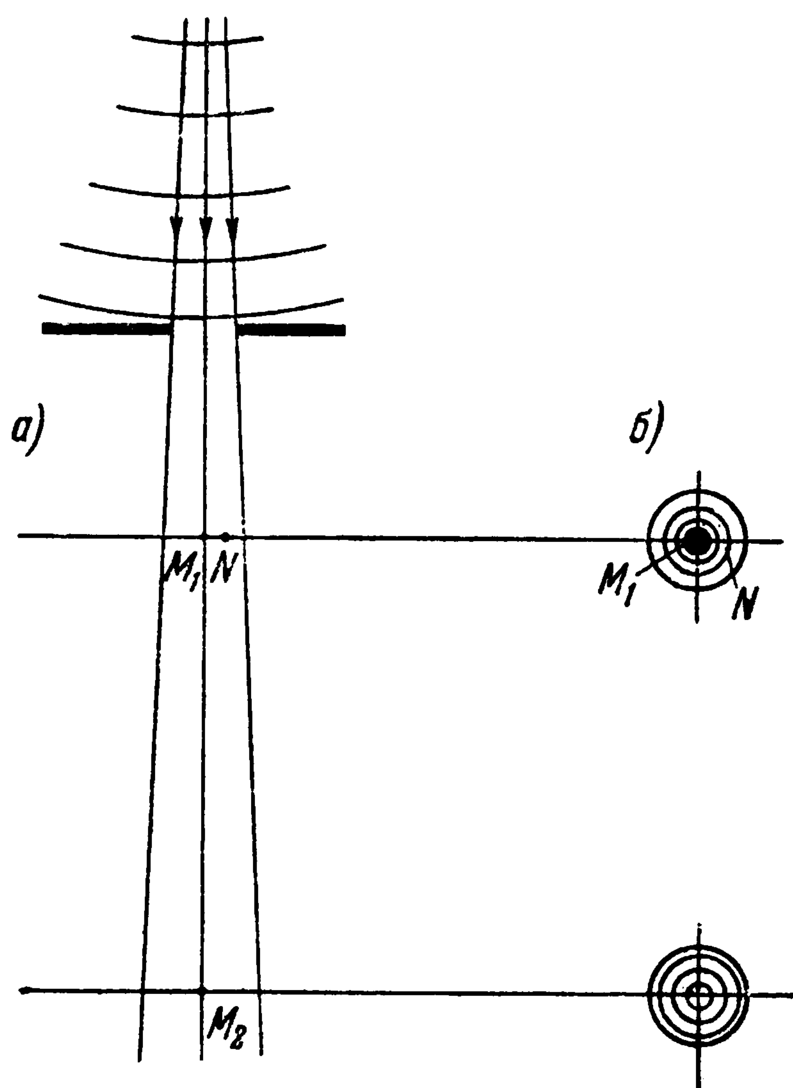


Рис. 1.66.

На рис. 1.65 изображена сферическая волна, падающая на экран с узким круглым отверстием. Построив перпендикулярные к фронту лучи, мы должны сказать, что часть лучей задержится экраном и через отверстие пройдет узкий, слегка расходящийся пучок лучей. В точках M_1 и M_2 всегда будет свет, а в параллельных экрану плоскостях, проходящих через эти точки наблюдения, изображение отверстия будет иметь вид круглого светлого пятна, окруженного полной геометрической тенью.

Если отверстие мало, так что по отношению к точкам M_1 и M_2 в нем укладывается небольшое число зон Френеля, то эта простая геометрическая картина будет весьма далека от действительности. В зависимости от расположения точки наблюдения может оказаться, что в M_1 волны, приходящие от различных участков фронта, гасят друг друга, а в соседней точке N той же плоскости (рис. 1.66, *а*) усиливают друг друга. В результате в этой

плоскости мы будем наблюдать в центре темное пятно, окруженное светлым кольцом, с последующими перемежающимися светлыми и темными кольцами (рис. 1.66, *б*). Передвинувшись в точку M_2, мы изменим число зон Френеля, и в центре окажется светлое пятно, окруженное перемежающимися темными и светлыми кольцами.

Не следует думать, что для проявления таких дифракционных явлений размеры отверстия должны быть обязательно сравнимы с длиной световой волны. Произведем соответствующий расчет (рис. 1.67). Пусть радиус отверстия $OA = R$, а расстояние от точки наблюдения до центра отверстия $MO = h$.

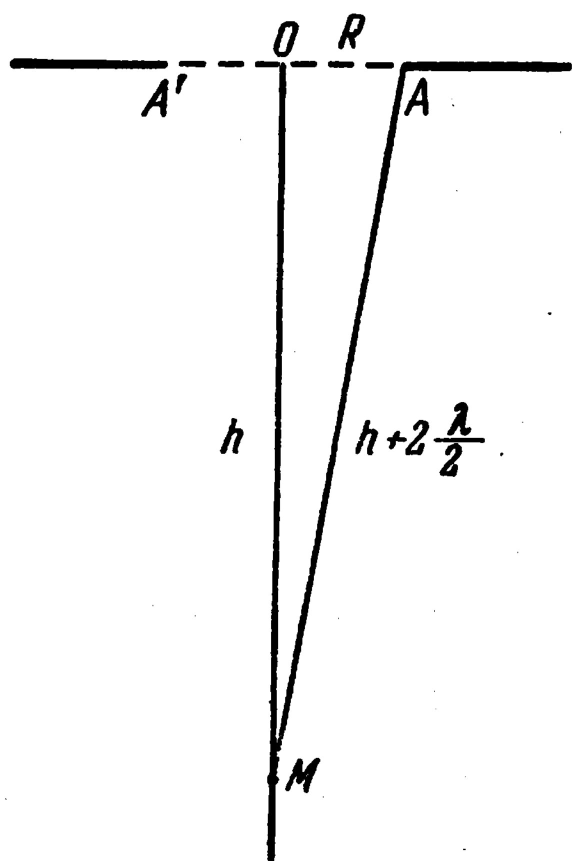


Рис. 1.67.

Для получения дифракционной картины необходимо, чтобы в отверстии укладывались хотя бы две зоны Френеля, т. е. расстояние от M до края отверстия было

$$MA = h + 2\frac{\lambda}{2}.$$

Из прямоугольного треугольника OAM тогда получаем

$$R^2 = (h+\lambda)^2 - h^2 = (2h+\lambda)\,\lambda \approx 2h\lambda$$

или

$$h = \frac{R^2}{2\lambda}. \qquad (13.6)$$

При $R = 0{,}5$ *см* и $\lambda = 5\cdot 10^{-5}$ *см* находим отсюда

$$h = \frac{0{,}25}{2\cdot 5\cdot 10^{-5}} = 0{,}025\cdot 10^{5} = 2{,}5\cdot 10^{3}\ см = 25\ м.$$

Иными словами, при диаметре отверстия в 1 *см* уже на расстоянии в несколько десятков метров будет наблюдаться ярко выраженная дифракционная картина и нельзя будет считать свет, прошедший через отверстие, распространяющимся прямолинейно.

§ 14. Дифракционная решетка. Дифракционные спектры

Рассмотренные в предыдущем параграфе примеры показывают, что дифракционная картина существенно зависит от длины волны света, огибающего препятствия. Поэтому в случае немонохроматического (например, белого) света дифракционные максимумы интенсивности для различных длин волн пространственно разойдутся, возникнут **дифракционные спектры**. Эти дифракционные спектры имеют то существенное преимущество перед рассмотренными в § 6 **призматическими спектрами** (получаемыми вследствие дисперсии лучей в призме), что взаимное расположение цветов в них не зависит от свойств материалов, из которых изготовляются экраны и щели, а определяется однозначно длинами волн излучения и геометрией прибора, следовательно, может быть рассчитано из простых геометрических соображений.

Получение и анализ спектров играют огромную роль в теоретической и прикладной оптике. Изучение спектров испускания и поглощения веществ позволяет установить энергетические уровни и тончайшие детали строения атомов (см. § 52). Знание же спектров атомов и молекул различных химических соединений позволяет проводить спектральный анализ, т. е. устанавливать состав исследуемых тел, в том числе и весьма удаленных от нас небесных тел.

Одним из наиболее распространенных приборов для получения спектров с помощью дифракции является дифракционная решетка. Дифракционные решетки бывают прозрачные и отражательные. Первые представляют собой последовательность параллельных щелей равной ширины, разделенных также равными по ширине непрозрачными промежутками. В отражательных решетках щели заменены зеркальными полосками.

Чаще всего применяются прозрачные решетки, в которых параллельные щели лежат в одной плоскости. Изучение этого прибора мы начнем с анализа основного его элемента, т. е. сначала рассмотрим дифракцию от одной щели.

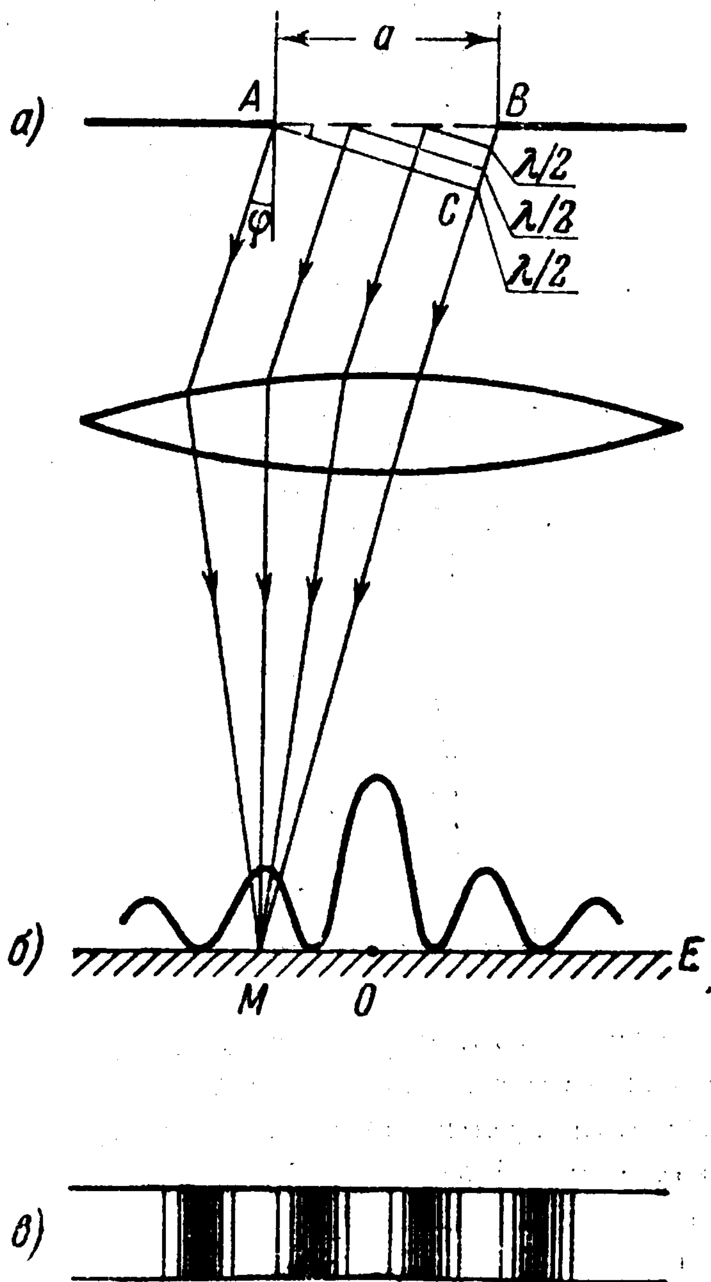


Рис. 1.68.

Пусть плоская волна падает перпендикулярно на экран, в котором имеется длинная узкая щель шириной a (рис. 1.68). Когда фронт волны дойдет до щели и займет положение AB, то все его точки явятся новыми источниками волн, распространяющихся во все стороны вперед от щели.

Рассмотрим волны, распространяющиеся от точек плоскости AB в направлении, составляющем некоторый угол φ с первоначальным. При наблюдении их глазом, адаптированным на бесконечность (или через трубу), соответствующие лучи после преломления хрусталиком сойдутся в одну точку на сетчатке и будут интерферировать друг с другом. Можно также поставить линзу, параллельную плоскости AB, и тогда, как показано на том же рисунке, эти параллельные лучи после преломления сойдутся в некоторой точке M в фокальной плоскости линзы. Располагая в этой фокальной плоскости экран E, можно на нем наблюдать

результат интерференции для волн, распространяющихся от щели под различными произвольными углами φ к первоначальному направлению.

Опустим из точки A перпендикуляр AC на направление выделенного пучка лучей. Тогда от плоскости AC и далее до фокальной плоскости E параллельные лучи не меняют своей разности хода. Разность хода, определяющая условия интерференции, возникает лишь на пути от исходного фронта AB до плоскости AC и различна для разных лучей.

Для расчета интерференции всех этих лучей применим метод зон Френеля. Для этого мысленно разделим линию BC на ряд отрезков длиною $\frac{\lambda}{2}$. На расстоянии $BC = a \sin \varphi$ уложится

$$z = \frac{a \sin \varphi}{\lambda/2} \tag{14.1}$$

таких отрезков. Проводя из концов этих отрезков линии, параллельные AC, до встречи их с AB, мы разобьем фронт волны в щели на ряд полосок одинаковой ширины. Эти полоски и являются в данном случае зонами Френеля, поскольку соответственные точки этих полосок являются источниками волн, доходящих по данному направлению до точки наблюдения M на экране с взаимной разностью хода $\frac{\lambda}{2}$.

Из приведенного построения следует, что волны, идущие от каждых двух соседних зон Френеля, приходят в точку M в противоположной фазе и гасят друг друга. Если при таком построении число зон окажется четным, $z = 2k$ (где k — целое число, не равное нулю), то каждая пара соседних зон взаимно погасит друг друга и при данном угле φ на экране будет минимум освещенности. Углы φ, соответствующие этим минимумам освещенности, находятся из условия:

$$a \sin \varphi_{\text{мин}} = 2k \frac{\lambda}{2}. \tag{14.2}$$

В промежутках между минимумами будут наблюдаться максимумы освещенности при углах φ, определяемых из условия

$$a \sin \varphi_{\text{макс}} = (2k+1) \frac{\lambda}{2}. \tag{14.3}$$

Для этих углов фронт AB разбивается на нечетное число зон Френеля $z = 2k+1$ и одна из зон останется непогашенной. Амплитуда в этом случае будет составлять долю $\sim \frac{1}{2k+1}$, а интенсивность $\sim \frac{1}{(2k+1)^2}$ от суммарной амплитуды, создаваемой всеми зонами фронта AB.

Центральный максимум будет расположен в точке O против центра щели. По обе стороны от него интенсивность будет спадать до первого минимума, а затем подымется до следующего максимума и т. д., как это изображено на рис. 1.68,*б*. На экране E будут наблюдаться, как это показано на рис. 1.68,*в*, перемежающиеся светлые и темные полосы с постепенными переходами между ними. Центральная полоса будет наиболее яркой, а освещенность боковых максимумов будет убывать от центра к периферии.

Ширина и число этих полос будут зависеть от отношения длины волны λ к ширине щели a. Действительно, так как предельное возможное значение синуса угла наблюдения φ равно единице, то максимальное возможное значение числа зон Френеля при наблюдении вдоль щели будет

$$z_{\text{макс}} = \frac{a}{\lambda/2}. \qquad (14.4)$$

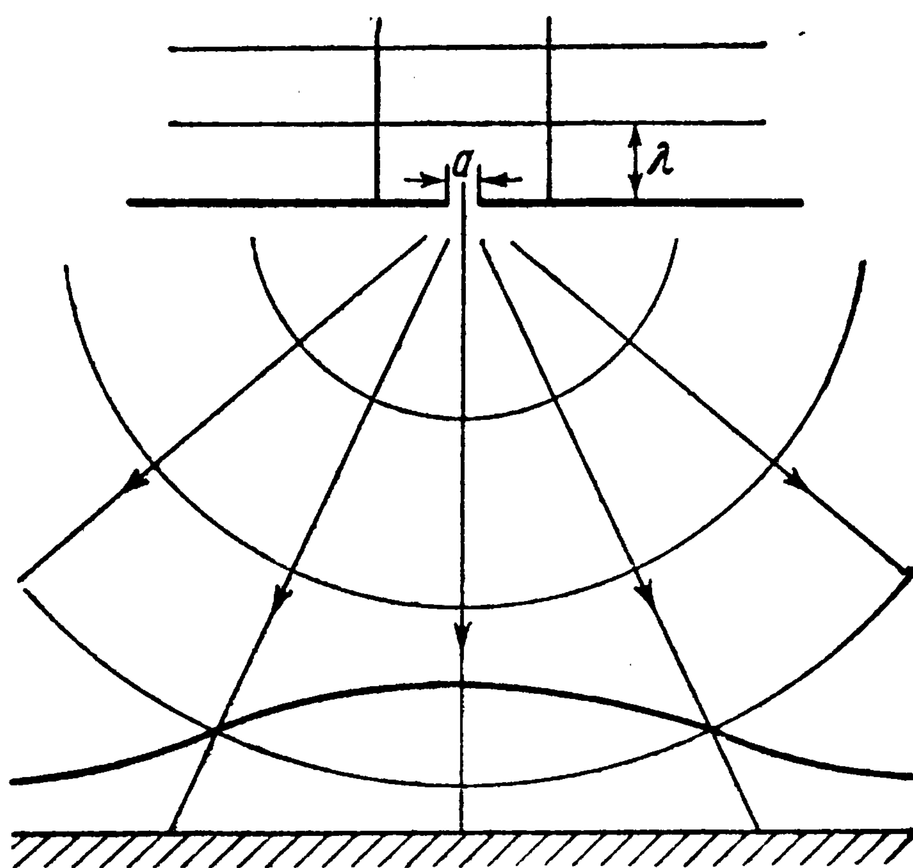


Рис. 1.69.

Если щель очень узкая, $a \ll \lambda$, то вся поверхность AB является лишь небольшой частью одной зоны и колебания от всех ее точек будут по любому направлению распространяться почти в одинаковой фазе. Условие минимумов (14.2) не сможет быть выполнено даже для самого меньшего значения $k=1$ и во всех точках экрана будет свет. Такая щель является практически точечным (точнее, линейным) источником, и волна от нее будет распространяться практически одинаково во всех направлениях, как показано на рис. 1.69.

Если щель очень широкая, $a \gg \lambda$, то уже первый минимум будет соответствовать очень малому отклонению от прямолинейного распространения под углом

$$(\varphi_1)_{\text{мин}} = \arcsin\frac{\lambda}{a} \approx \frac{\lambda}{a} \ll 1. \qquad (14.5)$$

Следующий минимум будет при угле $(\varphi_2)_{\text{мин}} \approx 2\frac{\lambda}{a}$ и т. д. В результате прохождения через такую широкую щель фронт волны принимает вид, показанный на рис. 1.70. Центральная часть волны будет практически плоской. Под очень малыми углами $(\varphi_i)_{\text{мин}}$

к первоначальному направлению распространения будут расположены узловые плоскости, а между ними слабые максимумы. На экране мы увидим геометрическое изображение щели, окаймленное по краям тонкими перемежающимися темными и светлыми полосками. Распределение интенсивности освещенности изображения с небольшими дифракционными максимумами по краям показано на рис. 1.71.

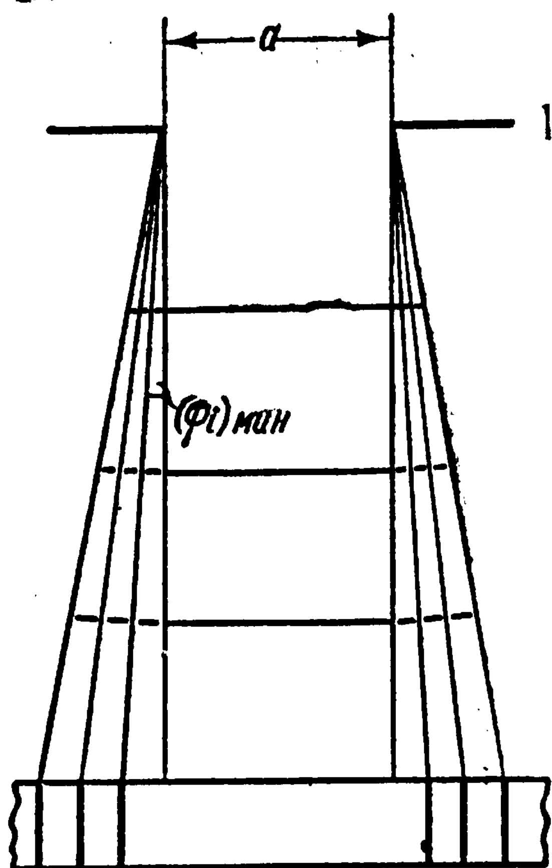


Рис. 1.70.

Четко выраженные широкие дифракционные максимумы и минимумы будут наблюдаться лишь в промежуточном случае, когда ширина щели всего в несколько раз превышает длину волны и $z_{\text{макс}}$ порядка 3—5.

При освещении щели монохроматическим светом дифракционные максимумы для различных цветов разойдутся. Как видно из (14.3), чем меньше λ, тем под меньшими углами расположены дифракционные максимумы. На рис. 1.72 сплошной линией показано распределение интенсивности наиболее коротких фиолетовых волн, а пунктирной линией — распределение интенсивности наиболее длинных красных волн. Как видно из рисунка, в центр экрана лучи всех цветов приходят совместно — если щель освещалась белым светом, то изображение в центре также будет белым (слегка красноватым по краям). Справа и слева от центрального максимума будут наблюдаться дифракционные спектры первого, второго и т. д. порядка, обращенные фиолетовым краем к центру. При $z \approx 3$—5 максимумы различных цветов будут широкими и могут частично перекрываться.

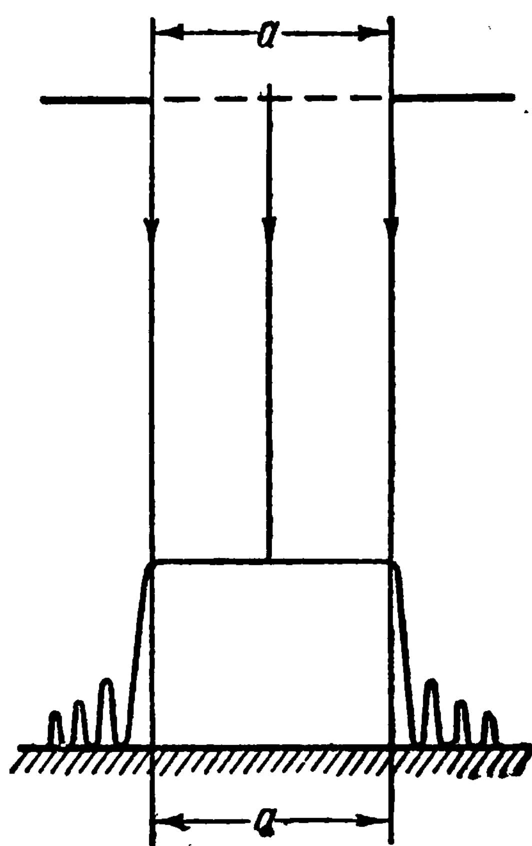


Рис. 1.71.

Для увеличения интенсивности и более четкого разделения цветов следует воспользоваться не одной щелью, а целой дифракционной решеткой. Последняя представляет собой ряд параллельных щелей одинаковой ширины a, разделенных между собой непрозрачными промежутками шириной b. Сумма

$$a + b = l \tag{14.6}$$

называется **периодом** или **постоянной дифракционной решетки.**

Конструктивно дифракционная решетка может быть оформлена различным образом, в зависимости от длины дифрагирующих

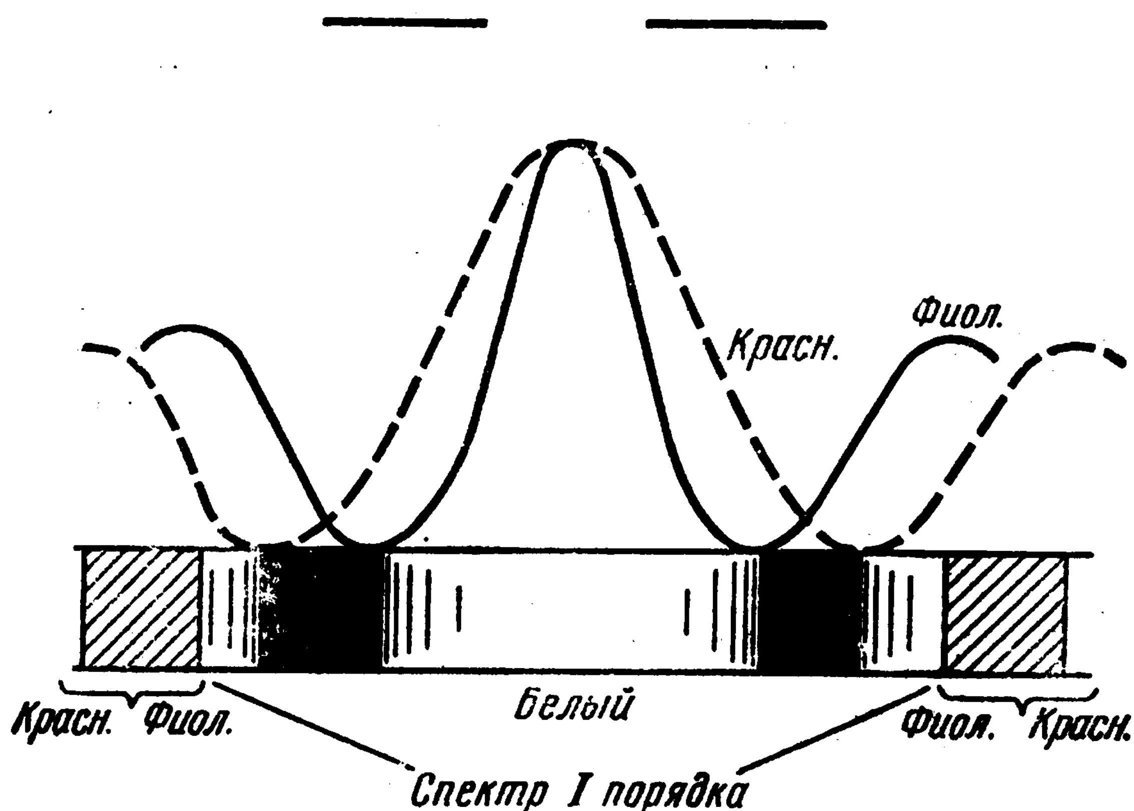


Рис. 1.72.

волн. Для видимого света классический способ заключается в нанесении на прозрачную стеклянную пластинку с помощью делительной машины ряда тонких параллельных штрихов. Резец (алмаз) перемещается с помощью микрометрического винта и вырезает в пластинке ряд узких параллельных канавок одинаковой ширины b на равных расстояниях a друг от друга (рис. 1.73). Поверхность стекла внутри канавок, ободранная алмазом (или вытравленная плавиковой кислотой), становится матовой, и эти канавки являются непрозрачными промежутками, разделяющими участки с ненарушенной поверхностью —«щели» решетки.

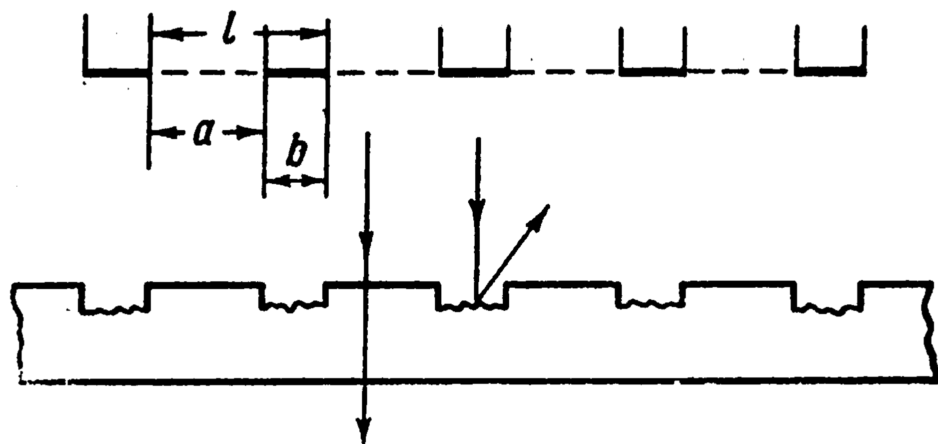


Рис. 1.73.

Рассмотрим плоскую монохроматическую волну, падающую нормально на решетку, как изображено на рис. 1.74. Каждая из параллельных щелей решетки дает на экране E дифракционную картину, показанную на рис. 1.74, *б* пунктиром (дифракция от одной щели рассматривалась в начале данного параграфа, см. рис. 1.68, *б*). Линза L собирает параллельные лучи, идущие от

всех щелей под углом φ к главной оптической оси, в одну и ту же точку *M* фокальной плоскости. При параллельности всех щелей дифракционной решетки и строгой одинаковости их размеров амплитуды колебаний, создаваемых в точке *M* каждой щелью в отдельности, будут одинаковы. Практически одинаковым будет и распределение вдоль экрана интенсивностей и амплитуд колебаний, приходящих от каждой щели.

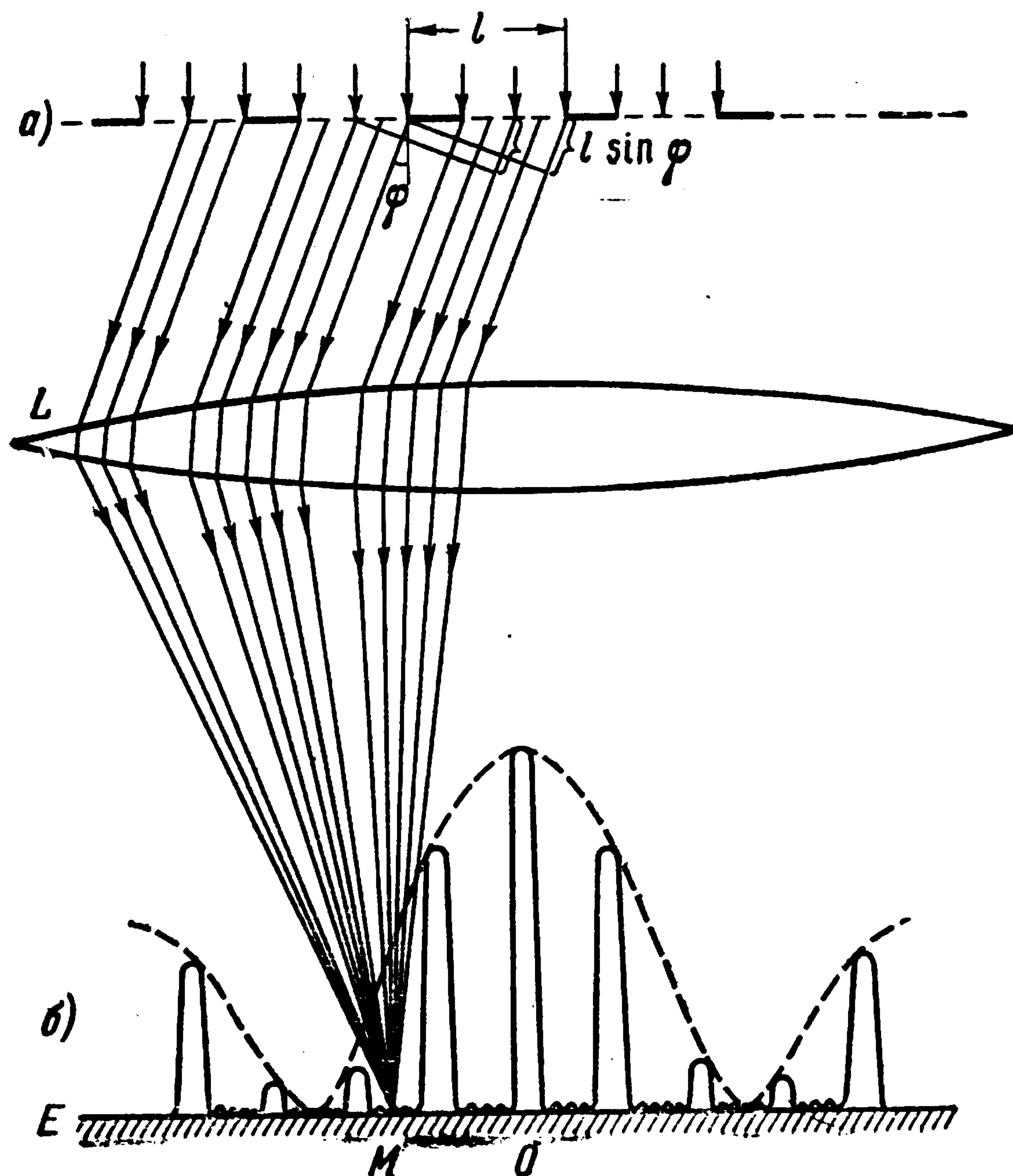


Рис. 1.74.

На центральной линии экрана (проходящей через главный фокус линзы *O*) лучи, идущие от всех щелей, сходятся без дополнительной разности хода, т. е. приходят в одинаковой фазе. При этом их амплитуды просто складываются, и в случае *N* одинаковых щелей амплитуда суммарного колебания будет в *N* раз, а интенсивность в N^2 раз больше, чем в случае одной щели.

Лучи, идущие от разных щелей под углом φ, отличным от нуля, сходятся в точке *M*, пройдя различные пути и имея различные фазы колебаний; они будут давать при интерференции более сложную картину. Рассмотрим две соседние щели. Из рис. 1.74, *а* видно, что лучи, идущие от соответственных точек обеих щелей (край-

них, центральных, промежуточных), имеют одну и ту же разность хода

$$\delta = l \sin \varphi \tag{14.7}$$

и приходят в точку M со сдвигом фазы $\psi = 2\pi \frac{l \sin \varphi}{\lambda}$. Такой же точно сдвиг фазы ψ будет между колебаниями, приходящими от третьей щели и второй, четвертой и третьей, и т. д.

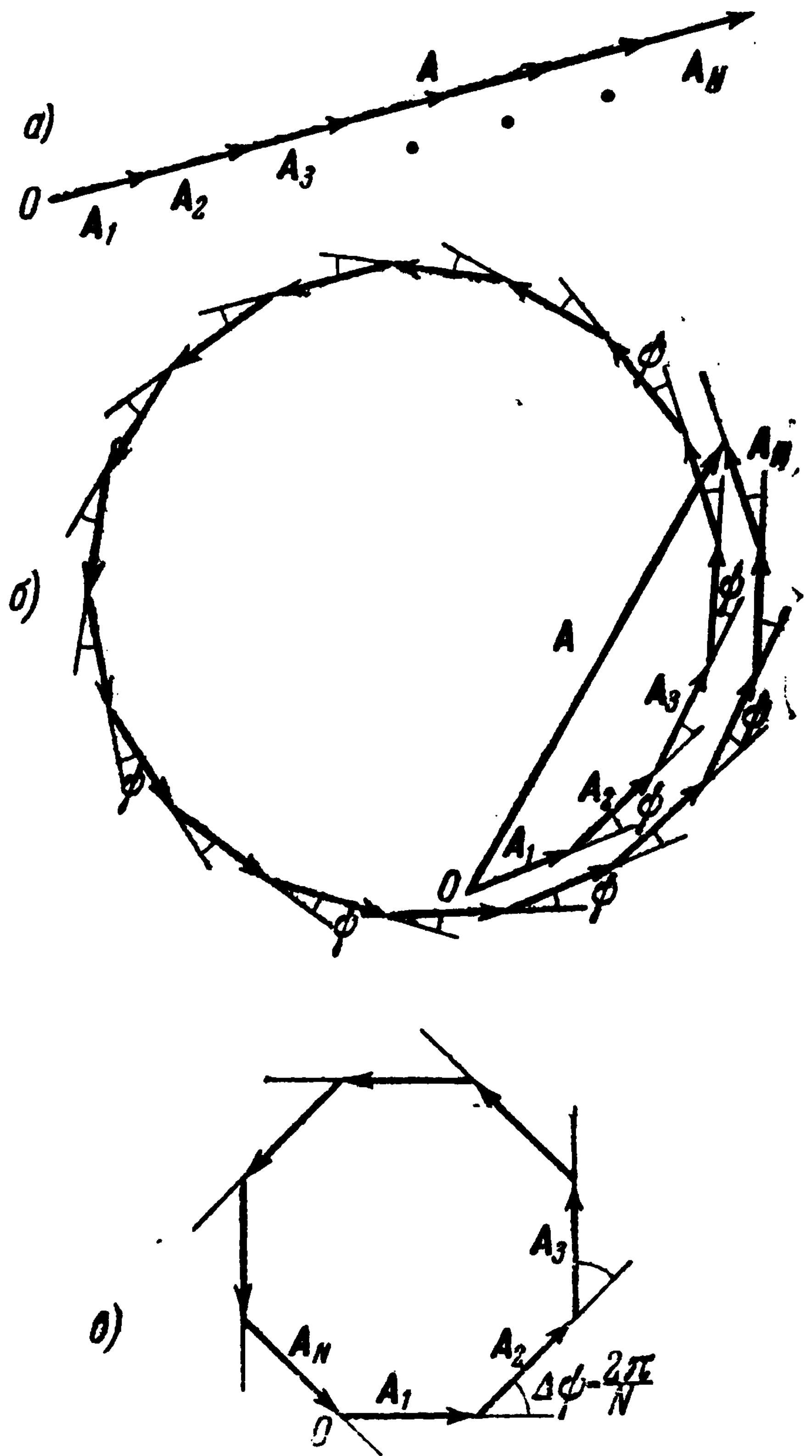


Рис. 1.75.

Резкое возрастание амплитуды результирующего колебания будет в тех случаях, когда амплитуды колебаний от всех щелей A_i направлены одинаково, т. е. имеют сдвиг фазы, целый кратный от 2π (рис. 1.75, *а*), что соответствует разности хода между соседними щелями δ, кратной четному числу полуволн:

$$l \sin \varphi_k = 2k \frac{\lambda}{2} = k\lambda, \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \ldots \tag{14.8}$$

Условие (14.8) характеризует положения **главных максимумов** дифракционной решетки. При углах φ_k, удовлетворяющих этому условию, $A = NA_1$ и интенсивность дифракционной картины возрастает в N^2 раз по сравнению с дифракцией от одной щели.

Для анализа результатов интерференции от всех щелей применим круговую диаграмму сложения колебаний, введенную в т. I (§ 53, рис. 4.10). На рис. 1.75 показано геометрическое сложение векторов $\boldsymbol{A}_i$.

При сильном возрастании интенсивности в главном максимуме ширина его становится малой. Действительно, если мы сдвинемся в сторону на малый угол $\Delta\varphi$, то между каждой парой щелей появится сдвиг фазы $\Delta\psi = 2\pi \frac{l \sin \Delta\varphi}{\lambda} \approx 2\pi \frac{l\Delta\varphi}{\lambda}$ и прямая линия, изображенная на рис. 1.75, *а*, начнет складываться в многоугольник. Каждый отдельный вектор повернется относительно предыдущего на один и тот же угол $\Delta\psi$. Амплитуда результирующего колебания $\boldsymbol{A}$ является замыкающей многоугольника, построенного

из векторов A_l. Если полное число щелей N очень велико, то многоугольник, даже при малом сдвиге фаз между соседними щелями, несколько раз обернется вокруг центральной точки O и результирующий вектор A по величине будет близок к A_l, т. е. в результате интерференции суммарная амплитуда будет по порядку величины такой же, как от одной щели. Если суммарный угол отклонения при обходе многоугольника

$$N\Delta\psi = 2\pi, \tag{14.9}$$

то многоугольник замкнется, как показано на рис. 1.75, *в*, и результирующая амплитуда обратится в нуль. Условие (14.9) после подстановки $\Delta\psi \approx 2\pi \frac{l\Delta\varphi}{\lambda}$ и преобразований дает положение ближайшего минимума интенсивности:

$$\Delta\varphi_{\text{мин}} \approx \frac{\lambda}{Nl} \tag{14.10}$$

и, тем самым, угловую ширину главного максимума.

При дальнейшем возрастании угла φ многоугольник не замкнется и суммарная амплитуда A будет возрастать и убывать, но величина возникающих при этом побочных максимумов будет сравнительно очень мала до тех пор, пока мы не дойдем до следующего главного максимума, определяемого из условия (14.8).

Интенсивность главных максимумов

$$A^2 = N^2 A_1^2 \tag{14.11}$$

прямо пропорциональна интенсивности дифракции от одной щели A_1^2 при $\varphi = \varphi_k$, график которой дан пунктиром на рис. 1.74, *б*, и квадрату числа щелей. Изображая сплошной линией на том же рисунке интенсивность суммарной дифракционной картины от всей решетки (уменьшенную в масштабе в N^2 раз), мы видим, что она состоит из интенсивных узких главных максимумов, величина которых зависит от их расположения. Между главными максимумами расположены серии небольших побочных максимумов, интенсивность которых относительно тем меньше, чем больше общее число щелей N.

С увеличением N возрастает четкость дифракционной картины — увеличивается интенсивность и уменьшается ширина главных максимумов. Вследствие интерференции происходит перераспределение энергии в пространстве, и эта энергия концентрируется во все более узком интервале углов $\Delta\varphi_m$. Интенсивность максимума A^2 растет пропорционально N^2, однако суммарный световой поток

$$A^2\Delta\varphi_m = N^2 A_1^2 \frac{\lambda}{Nl} = N A_1^2 \frac{\lambda}{l} \tag{14.12}$$

в соответствии с законом сохранения энергии пропорционален числу щелей N в первой степени.

Подчеркнем, что хотя положение главных максимумов решетки не зависит от числа щелей, наличие большого числа щелей очень существенно: 1) яркость каждой линии растет, согласно (14.11), как N^2, 2) ширина каждой линии убывает, согласно (14.10), как $\frac{1}{N}$. Тем самым увеличивается точность производимых измерений. Любопытно отметить, что если при дифракции от одной щели

условие максимумов (14.3)

$$a \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$$

соответствует нечетному числу зон Френеля внутри щели, то для всей решетки в целом условие главных максимумов (14.8)

$$l \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2}$$

соответствует разности хода от разных щелей, равной четному числу полуволн.

Иногда приходится наблюдать дифракцию при условии, когда направление падающих на решетку лучей составляет угол $\vartheta \neq \frac{\pi}{2}$ с поверхностью решетки. Тогда, как это видно из рис. 1.76, разность хода между лучами от двух соседних щелей, определяющая положение главных максимумов, равна:

$$l \cos \psi - l \cos \vartheta = l (\cos \psi - \cos \vartheta),$$

и максимумы для излучения с длиной волны λ будут определяться углами ψ_k:

$$l (\cos \psi_k - \cos \vartheta) = k\lambda. \quad (14.13)$$

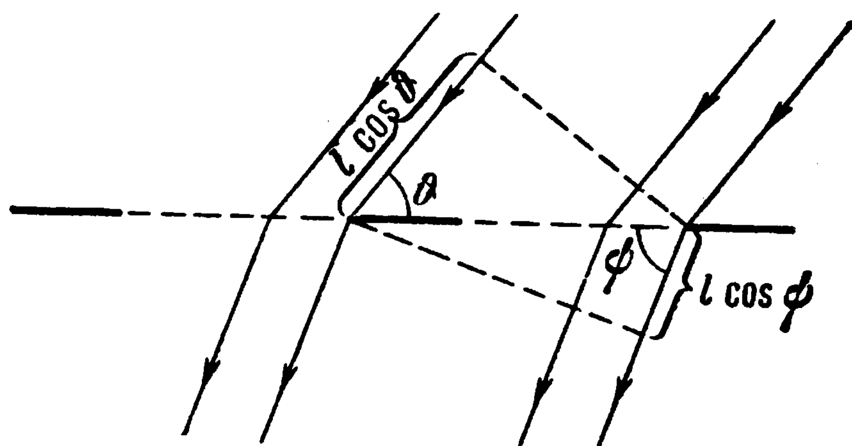


Рис. 1.76.

Если на дифракционную решетку будет падать немонохроматический свет, то дифракционные максимумы для лучей разного цвета пространственно разойдутся. Нулевой максимум ($k = 0$) для всех длин волн будет совпадать при $\varphi = 0$, но уже максимумы первого порядка ($k = 1$) будут для фиолетовых лучей расположены ближе к центру, чем для красных. Между ними расположатся максимумы промежуточных цветов, и мы будем наблюдать дифракционный спектр первого порядка. Между нулевым и первым порядками расположена практически темная зона очень слабых побочных максимумов. Такая же темная зона расположена между красным концом спектра первого порядка и фиолетовым краем спектра второго порядка.

Сопоставляя рис. 1.77 с рис. 1.72, мы видим, что благодаря узости дифракционных максимумов в случае решетки различные цвета почти не накладываются друг на друга. Спектр получается тем более четким, чем больше щелей N содержит решетка. Максимальное число наблюдаемых дифракционных спектров определяется из условия, чтобы $\sin \varphi_k < 1$, т. е.

$$k_{\text{макс}} \leqslant \frac{l}{\lambda}. \quad (14.14)$$

Из условия

$$\sin \varphi_k = k\frac{\lambda}{l} \tag{14.8'}$$

видно, что синусы углов в спектре данного порядка прямо пропорциональны длинам волн, т. е. дифракционные спектры, в отличие

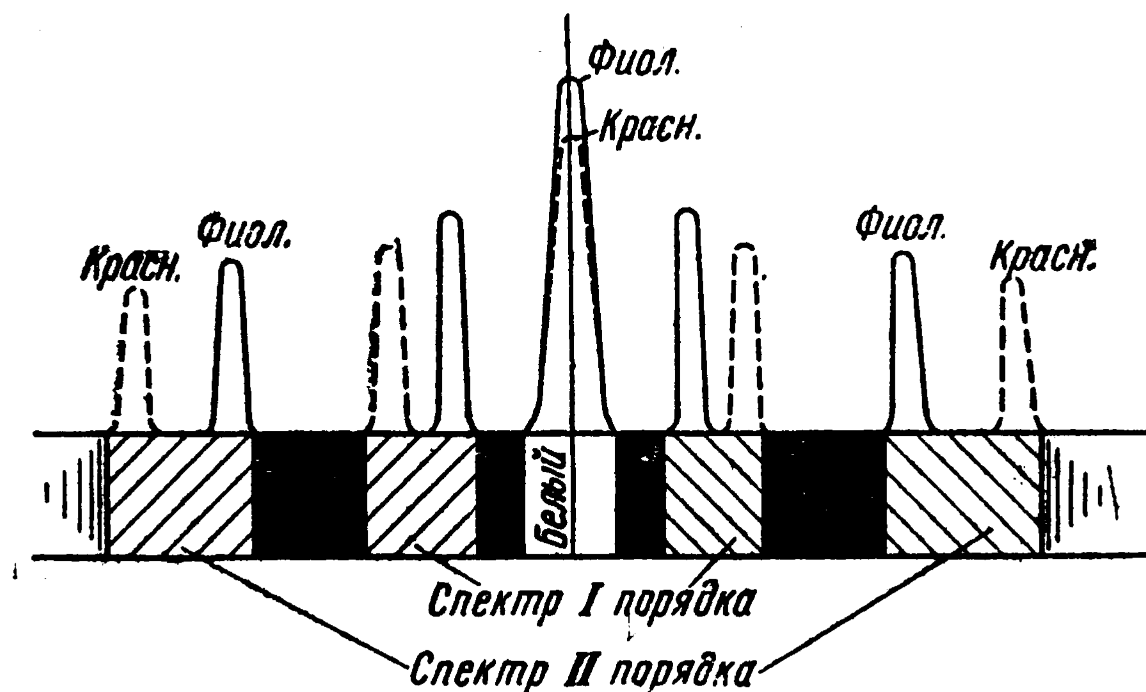


Рис. 1.77.

от призматических, всегда одинаковы и равномерны. Помещая дифракционную решетку D на столик гониометра (рис. 1.78) и освещая ее пучком параллельных лучей через щель коллиматора

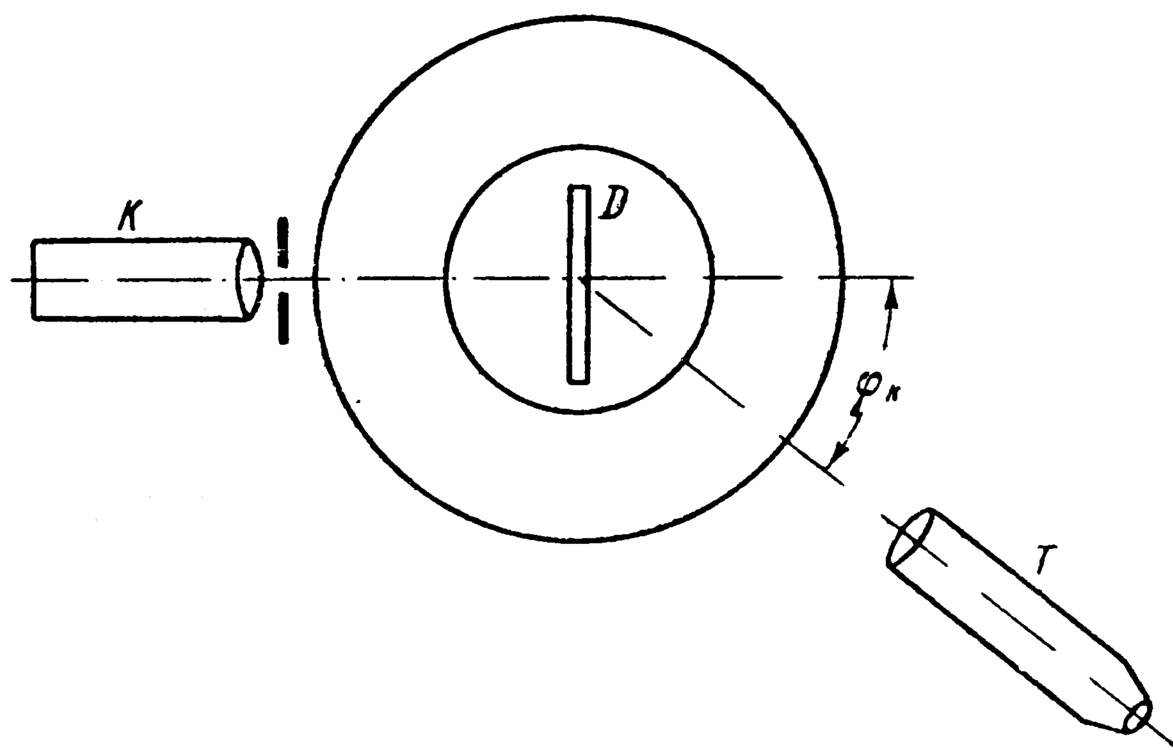


Рис. 1.78.

K, можно, измеряя угол φ_k, под которым видны данные лучи в зрительную трубу T, точно найти их длину волны λ.

Дифракционные решетки имеют обычно от 100 до 500 щелей на миллиметр, т. е. период $l \approx 10 \div 2$ *мк*. Лучшие решетки содержат до 1800 щелей на миллиметр, при общей длине до не-

скольких сантиметров, так что общее число щелей достигает 10^5. Отражательная решетка изготовляется процарапыванием параллельных штрихов на зеркальной поверхности. Ее теория, по существу, не отличается от теории прозрачной решетки.

Для некоторых областей спектра стекло непрозрачно (например, ультрафиолетовые лучи). В этом случае нужно пользоваться кварцевой оптикой и отражательными решетками. Еще лучше, если можно обойтись вообще без линз. Этого можно достигнуть, заменяя плоскую отражательную решетку вогнутой.

Если щели одинаковой ширины a расположены вдоль решетки беспорядочно, то при наложении одинаковых дифракционных картин от каждой щели взаимные сдвиги фаз будут распределены хаотически. Тогда их интенсивности будут просто складываться как для некогерентных источников, в соответствии с (10.7), и

$$A^2 = NA_1^2 \tag{14.15}$$

во всех точках экрана. Иными словами, в этом случае дифракционная картина останется такой же, как и от одной щели, но ее интенсивность возрастает пропорционально числу щелей N.

§ 15. Разрешающая способность оптических инструментов

В § 8 указывалось, что волновая природа света ставит определенный предел получению стигматических изображений. Изображение светящейся точки должно всегда представлять собой дифракционную картину, интенсивность которой распределена

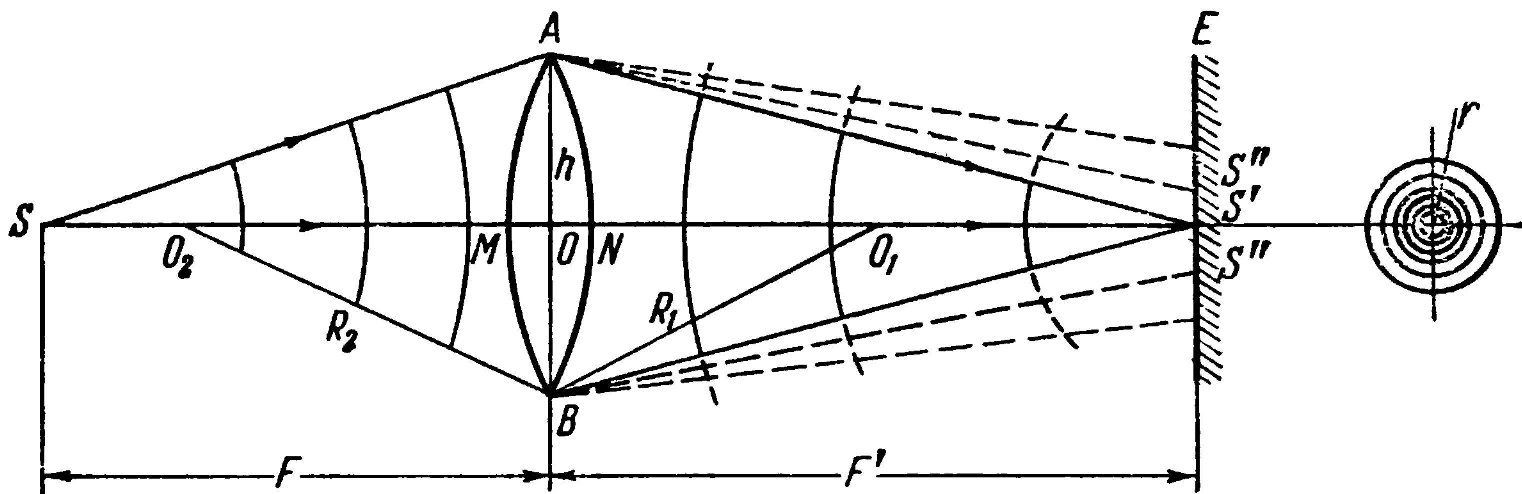


Рис. 1.79.

в некоторой небольшой области пространства. Разберем этот вопрос на примере построения изображения в тонкой линзе, показанной на рис. 1.79.

Обозначим радиус кривизны передней поверхности линзы R_1, а задней — R_2 и ее показатель преломления n. Точечный источ-

ник S, расположенный на расстоянии F от центра линзы O, испускает сферическую волну. Входящие в линзу участки фронта замедляются $\left(v=\frac{c}{n}<c\right)$. В результате этого замедления участки, проходящие у краев линзы, выйдут наружу раньше, чем участки, идущие посередине, и фронт волны станет вогнутым — волна станет сходящейся.

В некоторую точку S', находящуюся на расстоянии F' от центра линзы, волны, проходившие через разные части линзы, придут в одинаковой фазе, и в ней будет наблюдаться дифракционный максимум. Условием максимума является равенство оптических путей центрального и крайних лучей, т. е. одинаковость времени прохождения света вдоль этих лучей (так называемая таутохронность):

$$SM+n(MO+ON)+NS'=SA+AS'$$

или

$$F+(n-1)(MO+ON)+F'=SA+AS'$$

и после преобразований

$$(SA-F)+(AS'-F')=(n-1)\left[(R_1-O_1O)+(R_2-O_2O)\right]. \quad (15.1)$$

Для малых углов из прямоугольного треугольника SAO следует:

$$h^2=(SA)^2-F^2=(SA-F)(SA+F)\approx(SA-F)\cdot 2F$$

или

$$SA-F\approx\frac{h^2}{2F}. \quad (15.2)$$

Аналогичным образом вычисляются и остальные входящие в (15.1) разности между гипотенузами и катетами соответственных прямоугольных треугольников:

$$AS'-F'\approx\frac{h^2}{2F'}, \quad R_1-O_1O\approx\frac{h^2}{2R_1}, \quad R_2-O_2O\approx\frac{h^2}{2R_2}. \quad (15.3)$$

Подставляя (15.2) и (15.3) в (15.1), после сокращения на $\frac{h^2}{2}$ получаем окончательно

$$\frac{1}{F'}+\frac{1}{F}=(n-1)\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right). \quad (15.4)$$

Это соотношение совпадает с выведенной в § 8 методами геометрической оптики формулой линзы. Различие в знаках при F и R_2 обусловлено тем, что мы здесь рассматривали частный случай двояковыпуклой линзы и рассчитывали все расстояния арифметически, без учета их направлений и знаков. Совпадение (15.4) с (8.4) показывает, что точка S' является изображением источника S, полученным с помощью линзы.

Волновой расчет показывает, однако, что изображение S' — не точечное. Точка S' есть только положение максимума освещенности экрана E, поставленного перпендикулярно к оси SS'. В соседних с S' точках, благодаря дифракции, волны гасят друг друга лишь частично и освещенным на экране оказывается пятнышко некоторого радиуса r, окруженное чередующимися темными и светлыми кольцами.

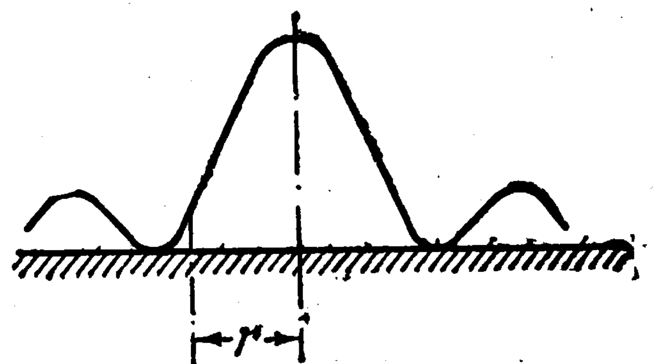


Рис. 1.80.

Радиус дифракционного кольца определяется из условия, чтобы в его крайних точках S'' происходило взаимное гашение волн, приходящих по путям AS'', BS'' и от всех остальных точек окружности линзы. Интерференция от двух точек A и B была рассчитана нами ранее в § 11. Расчет интерференции от всех точек волнового фронта значительно более громоздок, но его результат отличается от (11.5) лишь числовым множителем. Для бесконечно удаленного источника (параллельных до линзы лучей):

$$r = 0{,}61\,\lambda\frac{f}{h} = 1{,}22\,\lambda\frac{f}{D}, \qquad (15.5)$$

где $D=2h$ — диаметр объектива. Распределение интенсивностей дифракционной картины вокруг точки S' показано на рис. 1.80. Узловые линии, показывающие минимумы интенсивности на фронте волны, даются на рис. 1.79 пунктиром.

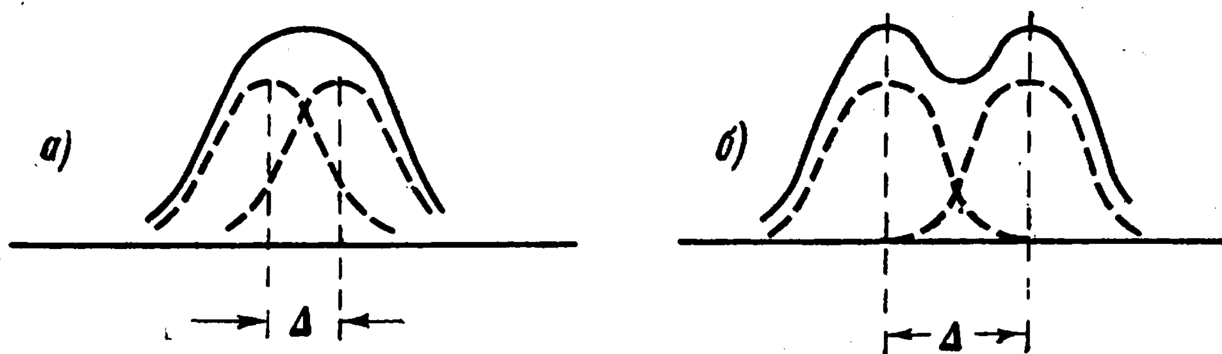


Рис. 1.81.

Величина r характеризует разрешающую способность линзы. Если центры изображений двух светящихся точек предмета окажутся на расстоянии Δ друг от друга, меньшем r, то их дифракционные пятна сольются в одно, как показано на рис. 1.81,*а*, и никакое дальнейшее повышение увеличения не сможет их разделить. Лишь начиная с $\Delta \approx r$ посередине получается провал в интенсивности, т. е. разделяющая дифракционные пятна более темная полоса (рис. 1.81, *б*).

Для увеличения разрешающей способности (т. е. уменьшения радиуса дифракционного кольца r) объективы телескопов делают возможно больших диаметров D. Как видно из (15.5), другим путем увеличения разрешающей силы является уменьшение длины волны λ. В более коротковолновых лучах можно различить более мелкие детали предмета. Однако очень короткие ультрафиолетовые лучи не воспринимаются глазом и полученное изображение должно наблюдаться с помощью специального экрана, светящегося (флуоресцирующего) под действием ультрафиолетовых лучей, или фиксироваться фотографической пластинкой.

При наблюдении мелких биологических объектов в обычном микроскопе, наряду с недостаточной разрешающей способностью последнего, возникают дополнительные трудности. Наблюдаемые в видимом свете препараты недостаточно контрастны вследствие отсутствия у них полос поглощения в видимом свете. В ультрафиолетовой же части спектра они имеют полосы поглощения.

Е. М. Брумберг под руководством С. И. Вавилова усовершенствовал микроскоп для наблюдения в ультрафиолетовом свете, применив прозрачную для этих лучей кварцевую оптику. Препарат фотографируется в трех длинах волн в ультрафиолете (с помощью специально разработанных фильтров). Затем эти фотографии воспроизводятся в условных видимых цветах.

Для визуальных наблюдений был разработан аналогичный метод. В окуляр ультрафиолетового микроскопа, в плоскости действительного изображения препарата, помещается специальный экран, на который наносится смесь трех веществ, флуоресцирующих различным видимым светом (трех основных тонов) и обладающих каждое избирательным поглощением в ультрафиолетовом свете. На таком экране при освещении препарата одновременно полным ультрафиолетовым спектром будут получаться цветные изображения, подобные тем, которые получаются с помощью трехцветной фотографии. Действие подобного экрана имеет близкую аналогию с действием сетчатки нашего глаза, которая также анализирует падающий на нее световой поток с помощью трех типов центров цветовой чувствительности.

Еще бо́льшую разрешающую силу можно было бы получить с помощью еще более коротких рентгеновских лучей. Однако эти лучи обладают очень большой проникающей способностью и проходят через вещество, почти не преломляясь. Поэтому для них нельзя создать преломляющих линз и построить соответствующие оптические приборы.

Примерно такой же длиной волны, как рентгеновские лучи, обладают потоки электронов при соответствующих скоростях. Поэтому электронный микроскоп, схема которого описана в т. II, § 38, обладает очень высокой разрешающей способностью.

§ 16. Дифракция рентгеновских лучей

В 1895 г. Рентген обнаружил, что при электрическом разряде в вакуумной трубке возникает излучение, невидимое для глаза и способное проникать через непрозрачные тела. Эти лучи, названные Рентгеном *X*-лучами, вызывают флуоресценцию (видимое свечение) некоторых тел и действуют на фотопластинку, как и лучи видимого света.

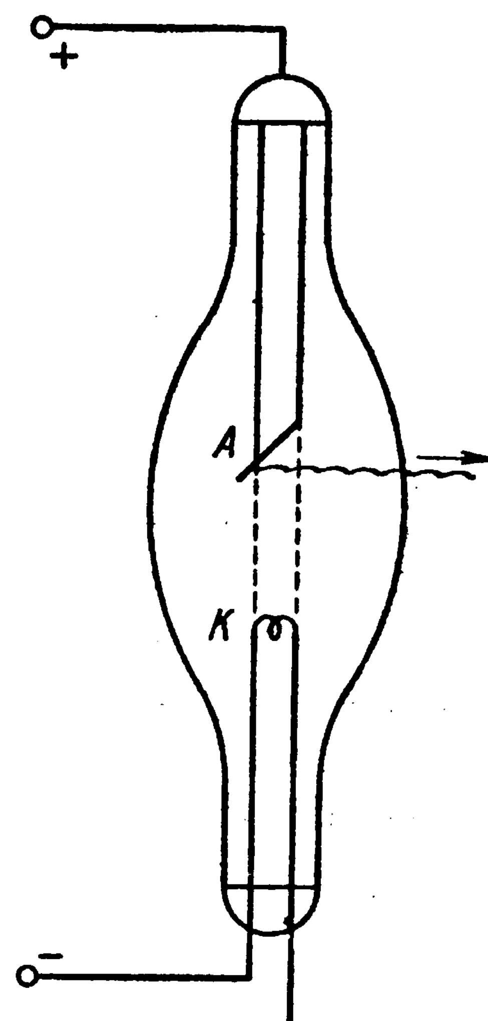


Рис. 1.82.

Дальнейшие исследования показали, что эти лучи, получившие название рентгеновских, возникают при бомбардировке вещества быстрыми электронами. Чем больше энергия электронов, тем бо́льшие толщи вещества могут пронизывать рентгеновские лучи. В современных рентгеновских трубках мишенью, обстреливаемой электронами, является тугоплавкая металлическая пластинка — «антикатод», расположенная под углом 45° к потоку электронов (рис. 1.82). Скорость электронов, ударяющихся об антикатод, определяется приложенной к трубке разностью потенциалов.

Ряд ученых, в том числе сам Рентген, высказывали предположения, что рентгеновские лучи представляют собой электромагнитное излучение, возникающее при замедлении в веществе быстрых электронов; однако доказать это в течение многих лет не удавалось. Правда, было установлено, что рентгеновские лучи не отклоняются в электрическом или магнитном поле. С другой стороны, очень бросалось в глаза то обстоятельство, что поток рентгеновских лучей во многих отношениях подобен потоку корпускул: дифракционные явления, интерференцию, преломление на границе раздела сред вначале наблюдать не удавалось. Рентгеновский луч до полного поглощения распространялся практически прямолинейно, как поток корпускул. В результате неудачных попыток обнаружить волновые явления многие ученые, в том числе сам Рентген, пришли к заключению, что рентгеновские лучи представляют собой поток быстрых корпускул.

Для того чтобы обнаружить дифракцию, необходимо, чтобы размеры щелей и преград, образующих правильную решетку на пути волн, были не слишком велики по сравнению с длиной волны. Это непосредственно следует из формулы решетки: $l \sin \varphi = k\lambda$. При $l \gg \lambda$ мы будем иметь всегда $\sin \varphi \approx \varphi \approx 0$, так что никакого отклонения наблюдаться не будет.

Если рентгеновские лучи — электромагнитные волны, то отсутствие дифракции означает, возможно, что длина этих волн так мала, что обычные решетки для обнаружения дифракции непригодны. Но если нельзя изготовить решетки со столь малой постоянной l, то зато они имеются в природе — кристаллы, в которых атомы (ионы) расположены в очень строгом порядке. Правда, решетка эта более сложная, чем та, которая употребляется в оптике,— это не одномерная решетка, а пространственная, трехмерная. В отличие от обычных оптических дифракционных решеток, отдельным рассеивающим элементом является атом (ион) или молекула кристалла. Как и одиночная щель, каждый атом создает определенную дифракционную картину, зависящую от его строения, т. е. от распределения внутри него плотности электрического заряда. Но эти рассеивающие элементы образуют не одномерную последовательность, а трехмерную.

Первые методы расчета дифракции от объемной решетки дал Лауэ. Он исходил из того, что объемную решетку можно рассматривать как совокупность линейных.

Рассмотрим, для простоты, кристалл, у которого атомы (ионы) находятся в углах параллелепипедов с длиной ребер a, b, c. Выделим цепочку атомов, расположенных вдоль оси x. Каждый атом представляет собой центр, на котором происходит рассеяние рентгеновских лучей, т. е. каждый атом — это источник вторичной сферической волны, а вся цепочка является линейной решеткой с периодом a. То же можно сказать о цепочках атомов, лежащих вдоль (и параллельно) оси y (период b) и вдоль оси z (период c).

Для каждой линейной решетки можно написать условие дифракции. Таким образом, дифракция может иметь место, если отклоненный луч удовлетворяет трем независимым условиям. Но направление луча в пространстве определяется двумя углами: число условий, которые необходимо удовлетворить, больше, чем число переменных. В общем случае условия оказываются неудовлетворенными и дифракции не наблюдается. Если монохроматический луч падает на произвольно расположенный кристалл, то обычно он проходит без отклонения; отклонение в результате дифракции возникает лишь при случайном удачном расположении кристалла.

Для того чтобы наверняка получить дифракционную картину при произвольном положении кристалла, можно воспользоваться не монохроматическим излучением, а непрерывным или, как его принято называть, белым рентгеновским спектром, который испускается рентгеновской трубкой. Тогда для данных условий опыта всегда найдутся такие длины волн из спектра, которые удовлетворяют условиям дифракции.

Совершенно эквивалентные формулам Лауэ, но гораздо более удобные для анализа, формулы были даны независимо Ю. В. Вульфом и У. Г. и У. Л. Брэггами. Метод, предложенный ими, состоит в следующем.

Рассмотрим плоскости *I*, *II*, *III*, ..., в которых лежат атомы кристалла (рис. 1.83). Обозначим угол между направлением падающего луча и плоскостью *I*(*II*, *III*, ...) через ϑ. Мы можем считать, что от плоскости *I* часть лучей правильно отразилась, так что отражение луча *1* происходит также под углом ϑ. В силу того факта,

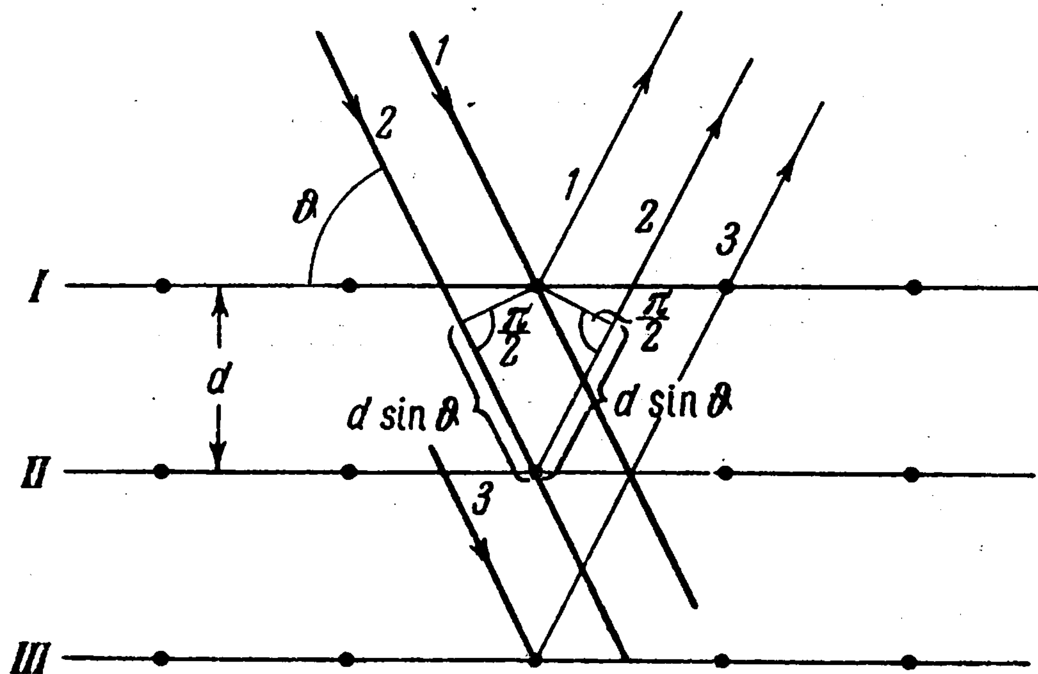


Рис. 1.83

что рентгеновские лучи обладают большой проникающей способностью, следует, что отраженная часть составляет ничтожную долю от прошедшего луча. Следовательно, интенсивность лучей, падающих на плоскости *I*, *II*, *III*, *IV*, ..., будет практически одинакова, и отраженные лучи *1*, *2*, *3*, *4*, ... будут иметь как общее направление, так и одинаковую интенсивность. Эти лучи будут между собой интерферировать, причем результат интерференции определится их разностью хода, равной, как это видно из рисунка, $2d\sin\vartheta$.

Таким образом, максимумы будут иметь место для углов, удовлетворяющих условию $2d\sin\vartheta = k\lambda$. Наличие не двух, а огромного множества отражающих плоскостей скажется точно так же, как и наличие не двух, но множества щелей дифракционной решетки: максимумы останутся на своих местах, но станут значительно более острыми. Практически отражение лучей будет иметь место т о л ь к о для направлений, удовлетворяющих формуле Вульфа — Брэгга:

$$2d\sin\vartheta = k\lambda, \qquad k = 1,\ 2,\ 3,\ \ldots \tag{16.1}$$

«Сетчатые плоскости», в которых лежат атомы кристалла и которые служат своеобразным зеркалом для рентгеновских лучей,

могут быть проведены в кристалле не только параллельно граням, но и различными другими способами (рис. 1.84). Для каждой такой системы плоскостей необходимо написать формулы Вульфа — Брэгга. Сразу очевидно, что интенсивность отраженных лучей (если условия (16.1) удовлетворяются) будет определяться тем, как густо лежат атомы в данной системе сетчатых плоскостей и как сильно атомы данного сорта рассеивают рентгеновские лучи.

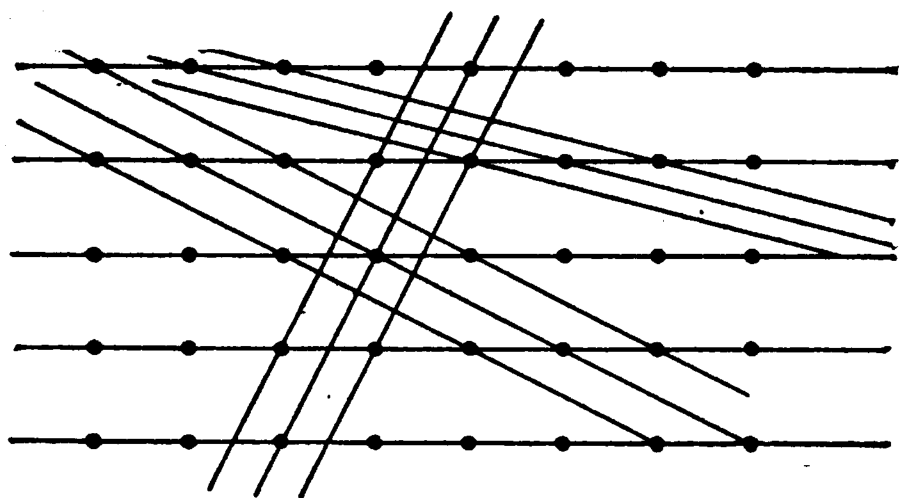


Рис. 1.84.

Если бы рентгеновские лучи были видимы, то возникающая картина дифракции представляла бы систему правильно расположенных пятен от отраженного под разными углами падающего узкого пучка лучей, причем эти пятна были бы разного цвета: каждое из них возникло в результате дифракции луча другой длины волны. Но эти лучи невидимы, а на фотопластинке все пятна имеют черный цвет. Это очень затрудняет расшифровку картины. Поэтому были предложены три способа наблюдения дифракции монохроматических рентгеновских лучей:

1. Можно направлять на кристалл не параллельный, но расходящийся пучок лучей, образующих с данными сетчатыми поверхностями различные углы падения.

2. Можно вращать (или качать) кристалл, на который падает параллельный пучок лучей. При некоторых его положениях условия Вульфа — Брэгга удовлетворяются, и мы получим дифракционную картину.

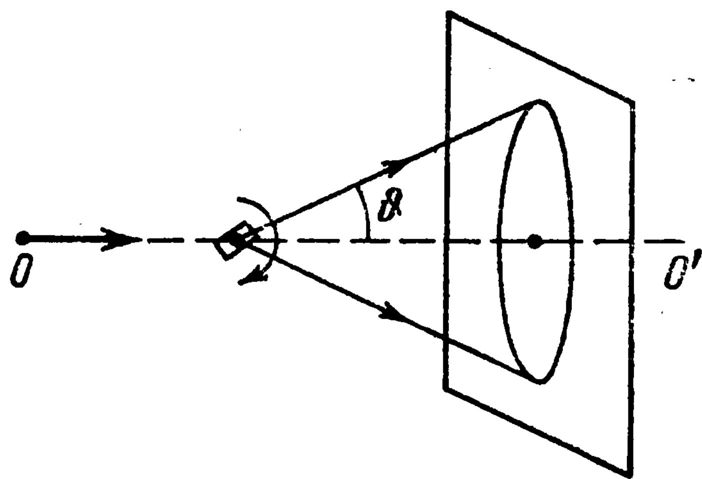


Рис. 1.85.

3. Вместо одного вращающегося кристалла можно взять кристаллический порошок, состоящий из огромного множества различно ориентированных кристалликов. В силу беспорядочной ориентации кристалликов очевидно, что среди них всегда найдутся такие, для которых дифракционные условия будут выполнены. Дифракционная картина в этом случае имеет вид колец с центром в точке, в которую приходит неотклоненный луч (см. рис. I в конце книги).

Это можно понять из следующих соображений. Пусть показанное на рис. 1.85 расположение кристаллика дает продифрагировавший луч под углом ϑ к лучу падающему. Представим себе,

что вся эта картинка вращается вокруг оси OO'. При этом продифрагировавший луч будет описывать конус с раствором ϑ, а след от него на фотопластинке, поставленной перпендикулярно к OO', будет иметь форму окружности. В мелкокристаллической структуре (порошок, металл и т.д.) имеются кристаллики, ориентация которых отвечает повороту рис. 1.85 около оси OO' на любой угол. Следовательно, любому направлению дифракции при употреблении поликристалла отвечает окружность.

Этот метод исследования кристаллов весьма удобен и широко применим, тем более, что далеко не всегда изучаемое вещество может быть получено в виде монокристалла. Так, сталь представляет собой поликристалл с очень малыми и произвольно ориентированными монокристалликами.

Широкое практическое использование рентгеновских лучей связано с их высокой проникающей способностью. В технике рентгеновские лучи часто используются для просвечивания деталей, для обнаружения в них различных дефектов. Достигнутая в наши дни возможность получать рентгеновские лучи при торможении электронов, ускоренных полями в десятки и даже сотни миллионов вольт, позволяет просвечивать металлические предметы толщиной до десятков сантиметров. Огромную роль сыграли рентгеновские лучи в исследовании структуры вещества.

Если известна длина волны рентгеновских лучей, то по дифракционной картине, получаемой с их помощью, можно определить структуру кристалла. На этом основан метод изучения структуры вещества, получивший название рентгеноструктурного анализа.

С другой стороны, пользуясь уже изученными кристаллами, можно по дифракционной картине установить спектральный состав рентгеновского излучения любого источника. Таким образом, при указанной методике необходимо иметь независимые данные хотя бы для одного какого-либо кристалла. Если известна структура кристаллической решетки, то, зная вес образца кристалла и вес отдельных атомов (т.е. атомный вес и число Авогадро), можно определить число атомов в кристалле и, следовательно, расстояния между ними. Так, кристалл поваренной соли явно имеет кубическую решетку, в узлах которой находятся поочередно ионы Na^+ и Cl^-. Постоянная решетки, вычисленная указанным образом, оказывается равной $d = 2{,}81 \cdot 10^{-10}$ *м*. Эта решетка и использовалась вначале для «калибровки» рентгеновских лучей.

В дальнейшем удалось получить дифракцию рентгеновских лучей от обычных дифракционных решеток. Для этого можно использовать сравнительно грубую отражательную решетку (200—300 штрихов на миллиметр), но применяя скользящий вдоль ее поверхности луч. В результате были исправлены допущенные

ранее погрешности в определении постоянных решеток кристаллов, а также физических констант, ошибки в определении которых привели к этим погрешностям.

В случае жидкости дифракция от всех одинаковых молекул происходит с различными и непрерывно меняющимися фазами. Главные максимумы с интенсивностью, возрастающей в N^2 раз, в этом случае наблюдаться не будут. Так же как и при беспорядочном распределении щелей, при дифракции рентгеновских лучей от жидкости будет наблюдаться картина, определяемая структурой отдельной молекулы, но усиленная пропорционально общему числу молекул N.

В случае больших, достаточно анизотропных молекул дифракционная картина, даваемая жидкостью, начинает походить на ту, которая получается на мелкокристаллическом материале. Это обстоятельство указывает на наличие в таких жидкостях «ближнего порядка» — относительно правильного, упорядоченного расположения близких молекул. В кристаллах такое расположение сохраняется на сколь угодно больших расстояниях. В жидкостях правильность расположения на больших расстояниях нарушается, в силу чего жидкость можно считать мелкокристаллическим телом, в котором, однако, границы кристалликов не очерчены так четко, как в твердых телах, и которые со временем меняют как свои размеры, так и относительную ориентацию.

На рис. 1.57 видно, что информация о наличии двух когерентных щелевых источников записана в виде интерференционной картины на всей плоскости экрана. Следовательно, взаимное расположение источников и их расстояние до экрана можно восстановить, даже имея в распоряжении только часть записанной интерференционной картины, характеризующей распределение интенсивностей колебаний в дошедшем до экрана фронте световой волны, определяемых соотношением амплитуд и фаз наложившихся друг на друга волн от обоих источников. Если заменить экран фотопластинкой, то распределение почернения на ней представит как бы «замороженную» картину этого фронта.

Для получения подобной голограммы (от греческого голос — весь, целый) от какого-либо объекта его освещают излучением от когерентного источника и рассеяную волну заставляют интерферировать в плоскости фотопластинки с второй волной от того же источника, отраженной под некоторым углом от плоского зеркала (эталонный пучок).

Для расшифровки на проявленную голограмму надо направить тот же эталонный пучок света. Пройдя через обращенную голограмму, фронт волны испытает на почернениях соответствующие ослабления и воспроизведет распределение амплитуд и фаз замороженной волны.

Такова одна из схем современной голографии, т.е. безлинзового воспроизведения пространственного изображения предмета. На этом пути сейчас достигнуты огромные успехи не только в видимом диапазоне, но и для радиоволн и даже рентгеновских лучей. В качестве когерентных источников широко используются современные лазеры (см. ниже § 53).

ГЛАВА VI

ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА

§ 17. Естественный и поляризованный свет

Как было выведено в т. II, § 53, периодически колеблющийся электрический диполь **p** (t) испускает во все стороны электромагнитные волны, как это показано на рис. 1.86. Волны, идущие вдоль радиуса-вектора **r**, обладают тем свойством, что электрический вектор **E** лежит всегда в плоскости, содержащей **p** и **r**, а магнитный вектор **H** перпендикулярен к этой плоскости.

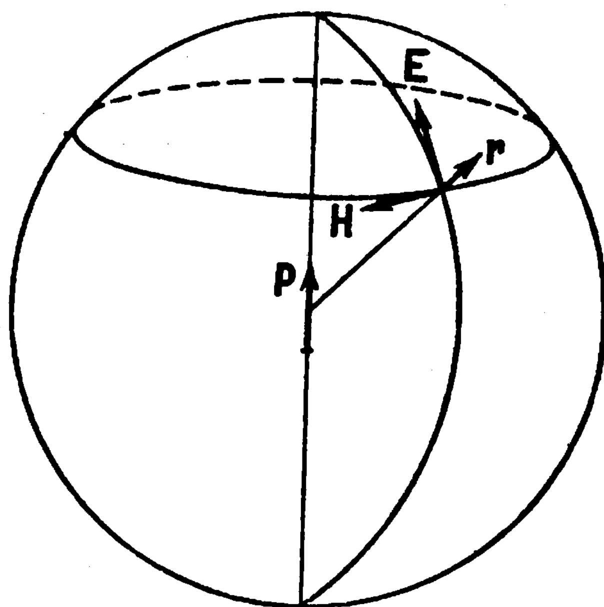


Рис. 1.86.

Взаимная ориентация векторов **E**, **H** и **r** (или вектора скорости волны **v**||**r**) была выведена в т. II, § 50. На рис. 1.87 изображен «моментальный снимок» такого луча. Из чертежа видно, что во всех точках вдоль луча колебание вектора **E** происходит в одной и той же плоскости, проходящей через луч и носящей название плоскости колебаний. Перпендикулярная к ней плоскость, в которой колеблется магнитный вектор **H**, была условно названа плоскостью поляризации.

Луч, изображенный на рис. 1.87, носит название плоско- (или линейно-) поляризованного.

Поперечность световых волн и существование поляризованных лучей были установлены еще до возникновения электромагнитной теории света. При этом длительное время шла дискуссия, в какой из этих двух плоскостей происходят поперечные деформации эфира. Лишь после создания электромагнитной теории света стало ясно, что колебания происходят в обеих взаимно перпендикулярных плоскостях, но колеблются в этих плоскостях разные векторы **E** и **H**. Более того, в т. II, § 50 было показано, что колеб-

лющееся электрическое поле **E** обязательно создает колеблющееся магнитное поле **H** и обратно. Волна, в которой колеблется лишь один из векторов **E** или **H**, невозможна.

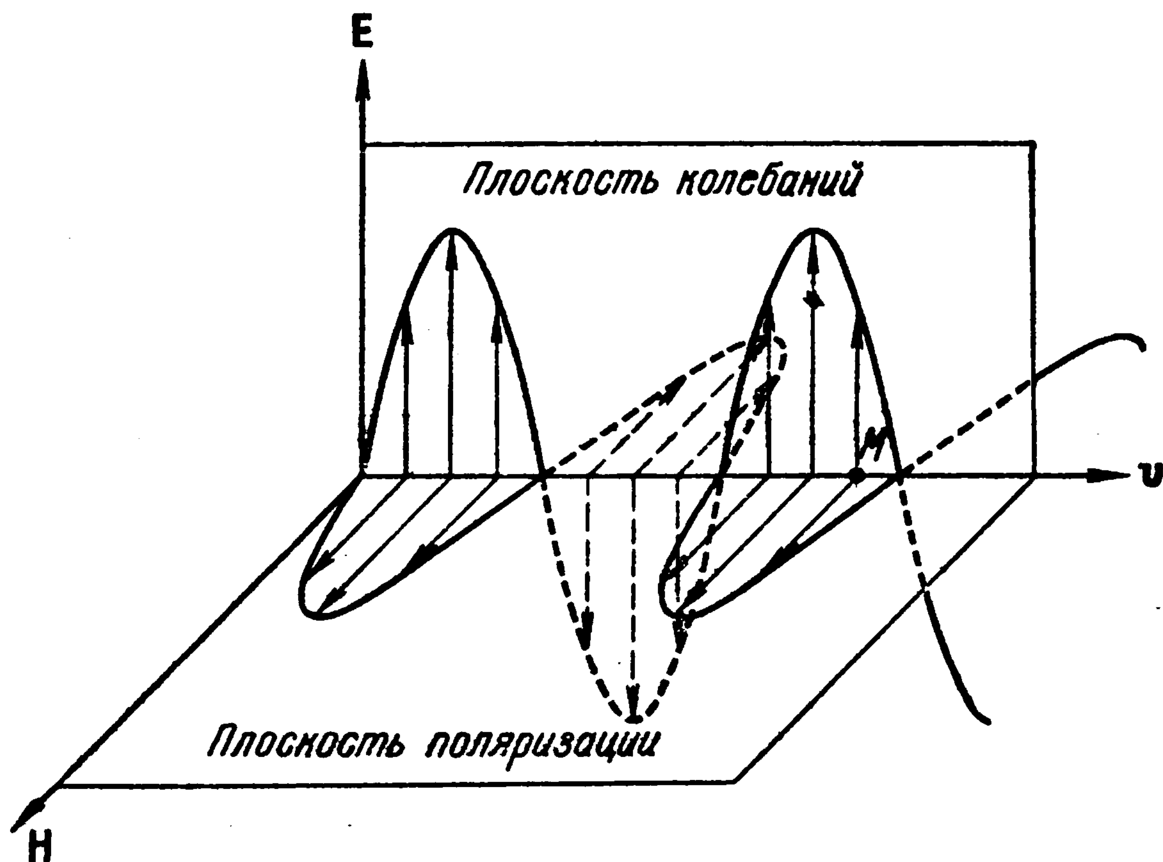


Рис. 1.87.

Поскольку на электрические заряды среды, в которой распространяется свет, действует в первую очередь электрический вектор **E**, то при изображении поляризованных лучей мы будем отмечать лишь направление колебаний этого вектора, не забывая об обязательном существовании перпендикулярного ему вектора **H**. На рис. 1.88, *а* показано обозначение (черточкой) луча, поляризованного в плоскости, перпендикулярной к плоскости чертежа, а на рис. 1.88, *б* — соответственно (точкой) луча, поляризованного в плоскости чертежа.

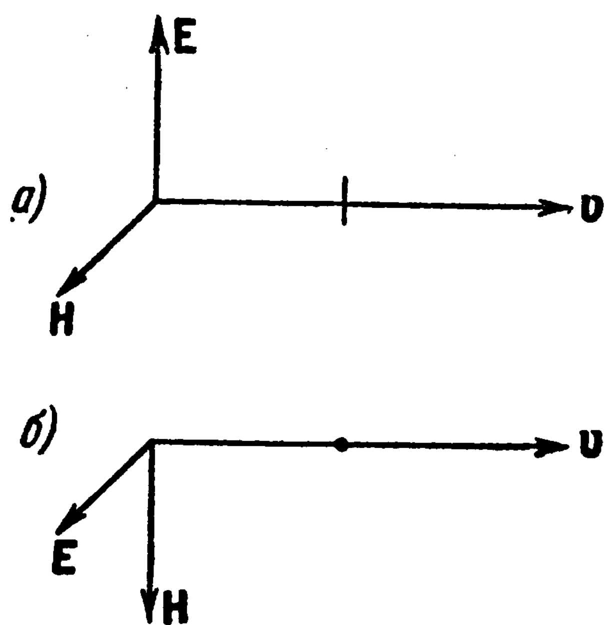


Рис. 1.88.

Электрон, вращающийся по орбите, как указывалось в т. II, § 46, обладает магнитным моментом $\mathbf{p}_m$. Если радиус орбиты или скорость будут пульсировать, то получится колеблющийся магнитный диполь, также излучающий электромагнитные волны. Колебания электрических зарядов в излучающем атоме не всегда могут быть сведены к простейшему случаю колеблющегося диполя. Кроме дипольного возможно квадрупольное (четыре не совпадающих симметричных заряда) и более сложные типы излучений. В этом случае излучаемый свет уже не будет поляризован в одной определенной плоскости относительно луча и его мож-

но представить как сумму двух поляризованных взаимно перпендикулярно лучей с закономерно сдвинутыми фазами. Простейшим случаем такого неплоскополяризованного луча будет луч, поляризованный по кругу.

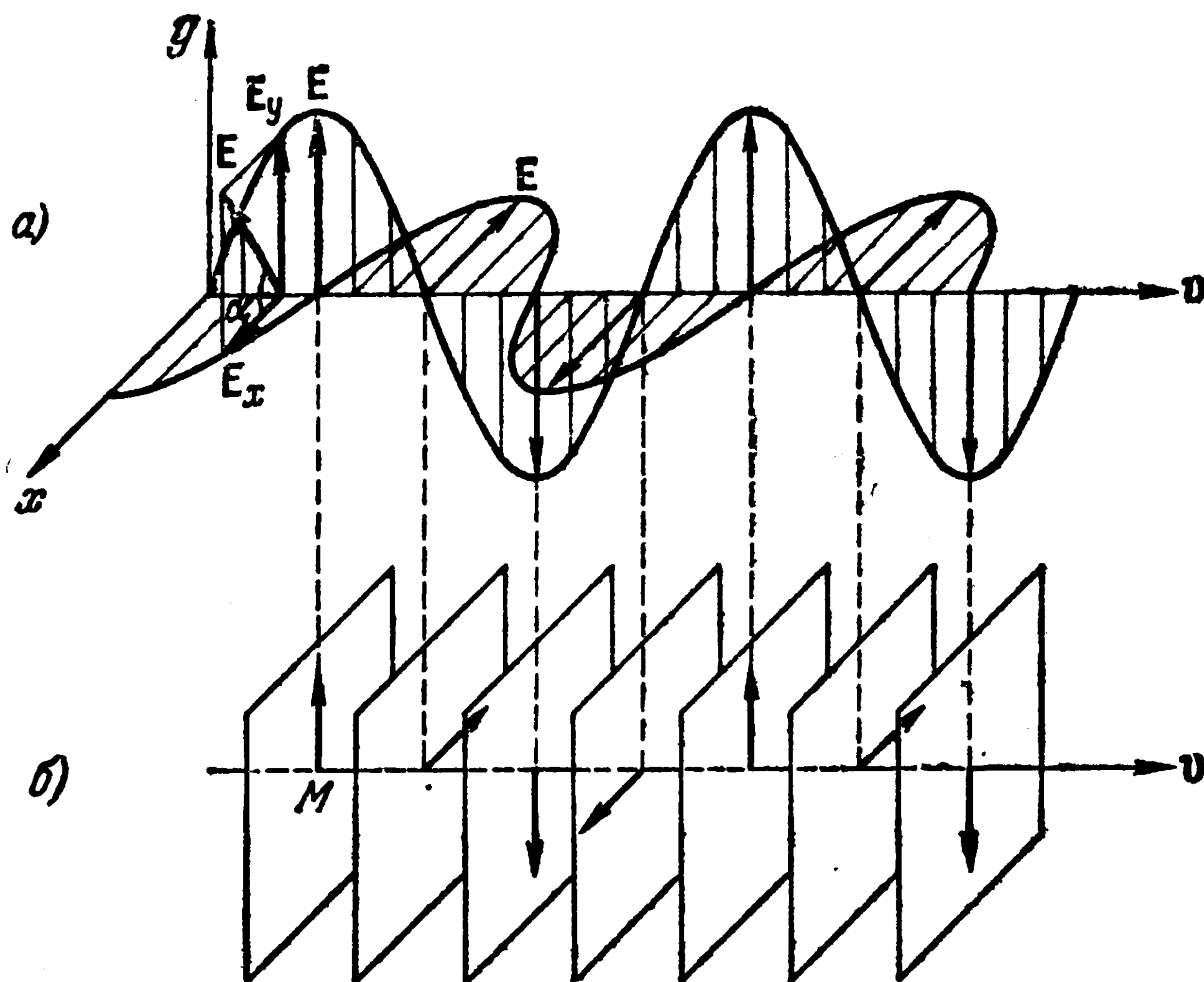


Рис. 1.89.

Представим себе, что в данном направлении **v** распространяются две плоскополяризованные волны одинаковой амплитуды $A_1 = A_2 = A$, сдвинутые по фазе на 90°, как показано на рис. 1.89, *а*. Уравнения этих колебаний в точке *M* будут

$$\left.\begin{aligned} E_x &= A\cos\omega t \\ \text{и}\quad E_y &= A\cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) = A\sin\omega t. \end{aligned}\right\} \qquad (17.1)$$

Результирующий вектор **E** будет равен геометрической сумме электрических векторов обеих волн:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_x + \mathbf{E}_y. \qquad (17.2)$$

Из рис. 1.89, *а* видно, что угол α, который вектор **E** составляет с осью x, определяется, согласно (17.1), как

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{E_y}{E_x} = \frac{A\sin\omega t}{A\cos\omega t} = \operatorname{tg}\omega t,$$

т. е.

$$\alpha = \omega t. \qquad (17.3)$$

Величина же вектора **E**

$$E=\sqrt{E_x^2+E_y^2}=A\sqrt{\cos^2\omega t+\sin^2\omega t}=A \qquad (17.4)$$

остается постоянной.

Из (17.3) и (17.4) следует, что в точке M конец электрического вектора **E** равномерно вращается по кругу. Так же, очевидно, вращается и не показанный на чертеже магнитный вектор $\mathbf{H}\perp\mathbf{E}$. В соседней точке луча это вращение будет соответственно сдвинуто по фазе и при «моментальном» снимке концы векторов **E** (и **H**) будут расположены по спирали вокруг луча. С течением времени вся эта «спираль» векторов будет равномерно смещаться вдоль своей оси (рис. 1.89, *б*).

То, что при сложении взаимно перпендикулярных колебаний может получиться вращение, а при сложении вращений может снова получиться колебание, уже указывалось в т. I, § 53.

Если амплитуды обеих взаимно перпендикулярных волн будут различны: $A_1\neq A_2$, то получится эллиптически поляризованный луч — конец вектора **E** будет описывать эллипс.

Естественные источники света содержат огромное число атомов и молекул, возбужденных в различной степени. Одинаково возбужденные атомы излучают свет одной и той же частоты, но с самыми различными начальными фазами (см. § 10) и с различной ориентацией плоскости поляризации в пространстве. В результате в естественном монохроматическом луче вектор **E** (и **H**) в каждой точке непрерывно и хаотически меняет свое направление в плоскости, перпендикулярной лучу. Разлагая этот вектор на две взаимно перпендикулярные составляющие $\mathbf{E}_x$ и $\mathbf{E}_y$, мы тем самым можем представить естественный луч как наложение двух лучей, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях. Однако фазы обоих лучей непрерывно и хаотически меняются и не связаны друг с другом. В этом принципиальное отличие естественного луча от лучей, поляризованных по кругу, по эллипсу или иным, более сложным, но закономерным образом. Если каким-либо образом разделить оба луча, а затем свести их в одну плоскость, то они не будут интерферировать, так как являются некогерентными.

Общая интенсивность волны пропорциональна квадрату амплитуды. Из геометрического соотношения

$$E^2=E_x^2+E_y^2 \qquad (17.5)$$

в этом случае следует, что интенсивность естественного луча равна просто сумме интенсивностей обоих поляризованных лучей, на которые он может быть разложен. Ввиду хаотичности величи-

ны и направления вектора **E**, интенсивности лучей, поляризованных в любых двух взаимно перпендикулярных плоскостях, в среднем одинаковы и

$$\overline{E_x^2}=\overline{E_y^2}=\frac{1}{2}\overline{E^2}. \qquad (17.6)$$

Итак, л ю б о й е с т е с т в е н н ы й л у ч с в е т а н е п о л я р и з о в а н. Как же можно, имея лишь естественные источники света, выделять из общего потока лучи, поляризованные вполне определенным образом?

Покажем это сначала на механической аналогии. На рис. 1.90 изображена упругая нить, натянутая между двумя очень близкими жесткими параллельными пластинками. В точке S расположен источник, создающий поперечные колебания, распространяющиеся вдоль нити. Если плоскость колебаний параллельна пластинам P (рис. 1.90, *а*), то такие поперечные волны пройдут между пластинами, не задерживаясь. Если же плоскость колебаний перпендикулярна пластинам (рис. 1.90, *б*), то последние будут препятствовать поперечным колебаниям нити и не пропустят такую волну.

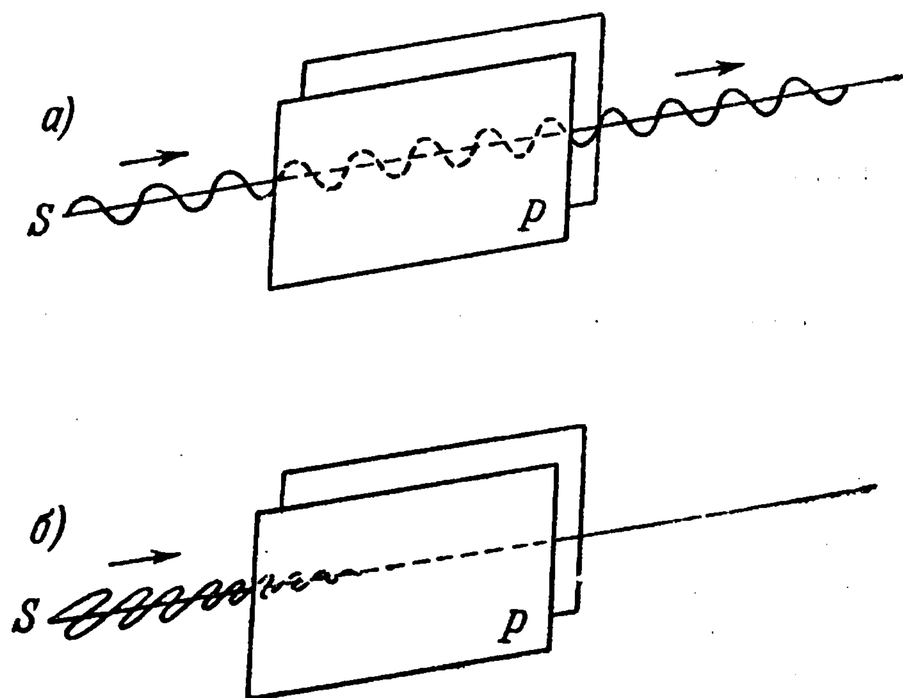


Рис. 1.90.

Аналогичные условия можно создать и для световых волн, если пропускать свет через среду, структура и свойства которой в различных направлениях, перпендикулярных лучу, различны. Другими словами, эта среда должна быть а н и з о т р о п н а. Такими средами для света являются преимущественно кристаллические тела с невысокой степенью симметрии.

§ 18. Получение поляризованных лучей

Действительно, при прохождении света через некоторые кристаллы удается пространственно разделить естественный луч на два поляризованных, выделить и исследовать каждый из них в отдельности. Этот способ был и исторически первым.

Если кристалл анизотропен, то его диэлектрические проницаемости по координатным осям, например ε_x и ε_y, могут быть различными (рис. 1.91). Различны будут и показатели преломления

$n_x=\sqrt{\varepsilon_x}$ и $n_y=\sqrt{\varepsilon_y}$ ($\mu=1$, см. формулы (3.1) и (3.2)) для лучей, поляризованных вдоль координатных осей с электрическими векторами $\mathbf{E}_x$ и $\mathbf{E}_y$. Если в вакууме или однородной среде оба луча двигались совместно, то при падении на такой кристалл они преломятся под разными углами и пространственно разойдутся. Это явление носит название **двойного лучепреломления**.

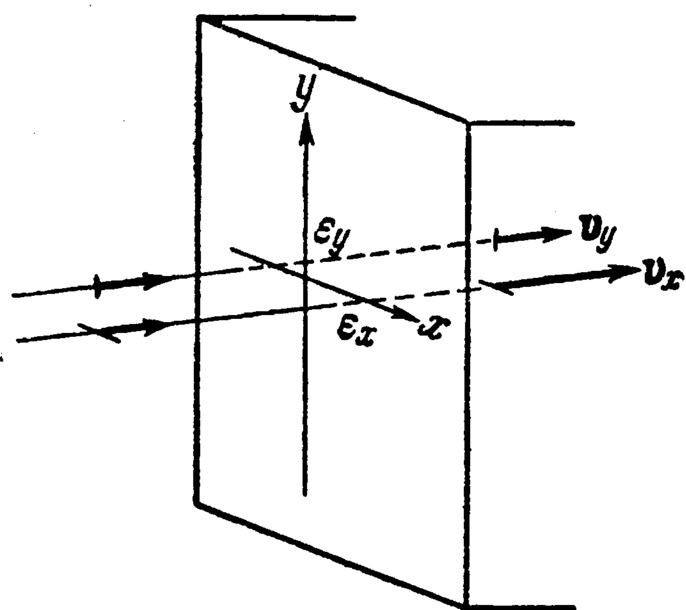


Рис. 1.91.

Оба луча будут иметь различные скорости распространения $v_x=\frac{c}{n_x}$ и $v_y=\frac{c}{n_y}$ и соответственно различную оптическую длину пути. Возникающие вследствие этого явления не могут быть разобраны методами лучевой оптики и требуют для своего понимания привлечения волновых представлений и знания всех диэлектрических характеристик данного кристалла.

Анализ распространения электромагнитных волн в общем случае произвольного угла падения волны на границу кристалла и произвольной ориентации этой границы относительно кристаллографических осей весьма громоздок. Ограничимся случаем так называемых **одноосных** кристаллов, в которых имеется одно направление распространения света, при котором не наблюдается двойного лучепреломления. Это направление называется **оптической осью** кристалла. Для этой оси AA диэлектрические проницаемости во всех перпендикулярных к ней направлениях одинаковы: $\varepsilon_x=\varepsilon_y=\varepsilon_0$. Если внешняя грань кристалла вырезана перпендикулярно оптической оси, то луч, падающий нормально, будет распространяться в кристалле с одинаковой скоростью $v_0=\frac{c}{\sqrt{\varepsilon_0}}$, независимо от его поляризации (рис. 1.92). Такого типа одноосным кристаллом является, например, исландский шпат, у которого явление двойного лучепреломления наблюдали впервые в 1669 г.

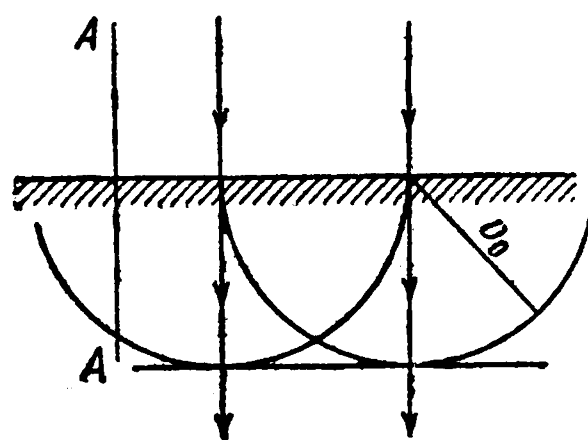


Рис. 1.92.

Для исландского шпата диэлектрические проницаемости ε во всех других направлениях, не перпендикулярных оптической оси, меньше, чем ε_0, а скорость распространения различным об-

разом поляризованных волн $v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}$ больше, чем v_0. Такой кристалл называется отрицательным. В кристалле кварца $\varepsilon > \varepsilon_0$, а $v < v_0$, и он является примером положительного одноосного кристалла.

Рассмотрим еще изображенный на рис. 1.93 случай нормального падения естественного света на отрицательный кристалл, грань которого не перпендикулярна к оптической оси и эта ось AA лежит в плоскости чертежа. Для нахождения фронта волны

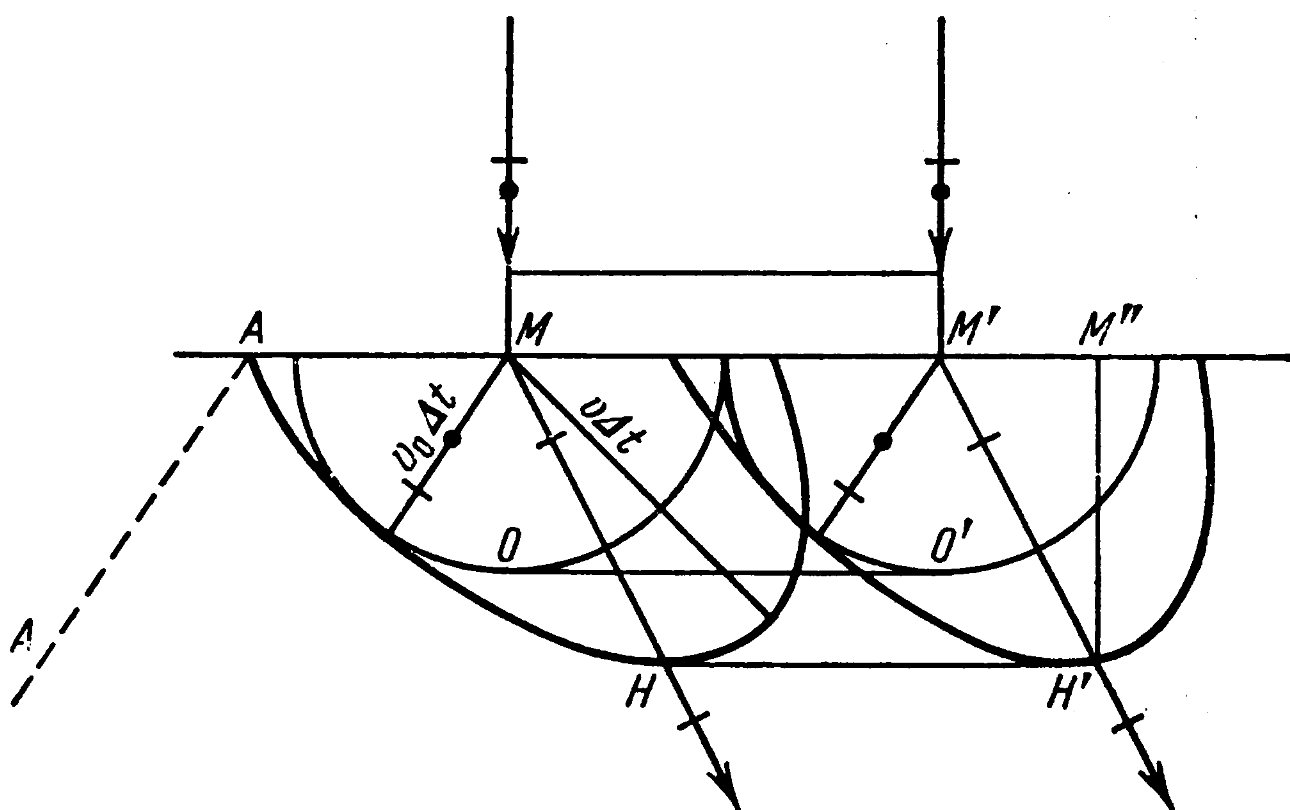


Рис. 1.93.

внутри кристалла применим построение Гюйгенса раздельно к волнам, поляризованным в плоскости чертежа и перпендикулярно к этой плоскости.

Волна, поляризованная в плоскости чертежа (лучи, отмеченные точками), дойдя до поверхности кристалла, будет далее распространяться во все стороны от точек фронта M и M'. В любом из этих направлений электрический вектор волны **E** перпендикулярен к оптической оси AA и скорость распространения одинакова и равна v_0. Поэтому из точек M и M' надо провести полусферы радиусом $v_0\Delta t$ и огибающая их OO' дает положение фронта в кристалле спустя промежуток времени Δt. Из чертежа видно, что фронт остается плоским и лучи не изменяют своего направления. Эти лучи называются обыкновенными.

Волна, поляризованная перпендикулярно к плоскости чертежа (лучи, обозначенные черточками), в кристалле распространяется более сложным образом. В разных направлениях от точек M или M' электрический вектор распространяющегося луча будет составлять различные углы с оптической осью и для них будут

разными ε и v. Применяя построение Гюйгенса, из точек M и M' в этом случае надо проводить не полусферы, а полуэллипсоиды. На рис. 1.93 показаны их пересечения с плоскостью чертежа. Отрезки от точек M и M' до этих эллипсоидов $v\Delta t$ различны по разным направлениям и имеют минимальную длину $v_0\Delta t$ в направлении AA, так как в этом направлении вектор **E** перпендикулярен к оси и скорость равна v_0. В этих точках эллипсоид будет касаться сферы радиусом $v_0\Delta t$. Для положительного одноосного кристалла (кварц) эллипсоид будет касаться сферы не снаружи, как на рис. 1.93, а изнутри.

Огибающая эллипсоидов представляет собой плоскость HH', изображенную на рис. 1.93 тонкой линией. Эта волна, однако, по ряду свойств существенно отличается от волны OO' и называется необыкновенной.

Для необыкновенной волны лучи MH и $M'H'$ уже не перпендикулярны к фронту волны HH'. Колебание в точку H' приходит раньше всего не по нормали $M''H'$, а по лучу $M'H'$. Вдоль луча MH направлен и вектор Пойнтинга $\mathbf{S}=\frac{c}{4\pi}[\mathbf{E}\times\mathbf{H}]$, характеризующий поток электромагнитной энергии, переносимой световой волной (т. II, § 50). Таким образом, для этих лучей при нормальном падении ($i=0$) угол преломления не равен нулю ($r\neq 0$) и не выполняется основной закон преломления — закон синусов (7.1).

Необыкновенность луча MH проявляется еще в одном обстоятельстве. Благодаря анизотропии межмолекулярных сил в кристалле, смещения составляющих его электрических зарядов не вполне совпадают с направлением вызывающего их внешнего поля **E** электромагнитной волны. Направления вектора поляризации **P** и вектора электростатической индукции $\mathbf{D}=\mathbf{E}+4\pi\mathbf{P}$ немного отклоняются от направления вектора **E**. При этом несколько нарушается поперечность электромагнитной волны, так как перпендикулярными к плоскости поляризации оказываются не оба вектора **E** и **D**, как в изотропном диэлектрике, а лишь вектор **D**.

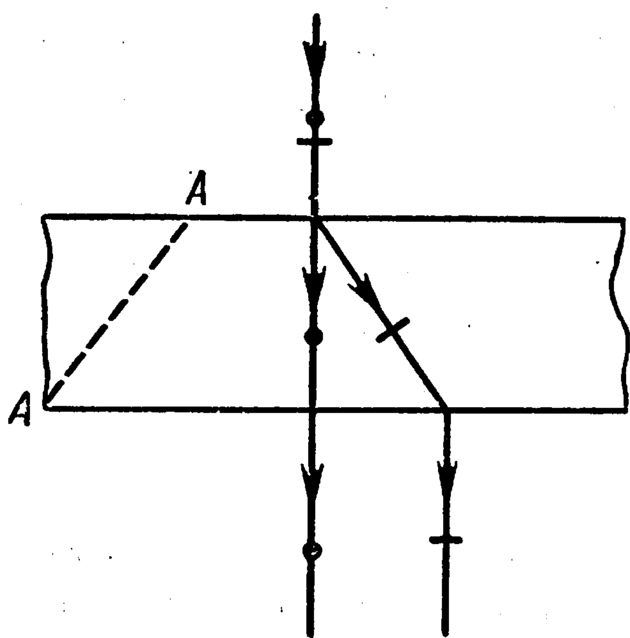


Рис. 1.94.

Таким образом, если на пластинку, вырезанную из кристалла так, как указано на рис. 1.93, падает нормально естественный луч, то он расщепится на два луча — обыкновенный и необыкновенный, как это показано на рис. 1.94.

Обыкновенный луч проходит не преломляясь и не изменяя своего направления. Необыкновенный луч внутри кристалла отклоняется, а по выходе идет параллельно обыкновенному, но смещается относительно последнего тем сильнее, чем больше толщина пластинки. Оба луча поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях.

При вращении пластинки вокруг оси, совпадающей с обыкновенным лучом, последний остается на месте, а необыкновенный луч вращается вокруг него, описывая внутри кристалла конус, а по выходе из него — цилиндр.

При изменении угла падения ($i \neq 0$) преломятся оба луча, однако по-разному. Для обыкновенного луча будет выполняться закон синусов (7.1) и показатель преломления n_0 остается постоянным. Преломление необыкновенного луча носит более сложный характер, его показатель преломления $n_н$ зависит от угла падения i и равен n_0 лишь при распространении вдоль оптической оси.

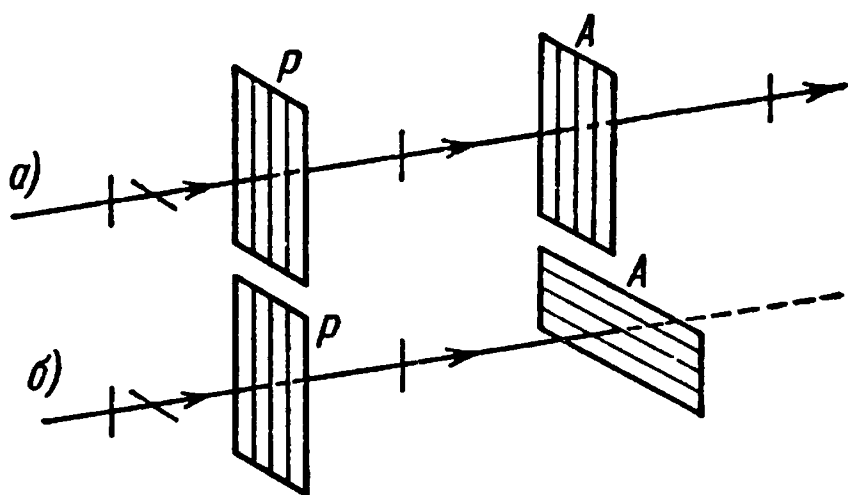


Рис. 1.95.

При прохождении сквозь диэлектрик свет частично поглощается (подробнее см. ниже в следующей главе) и его интенсивность уменьшается. В анизотропном кристалле поглощение будет зависеть от ориентации плоскости поляризации, т. е. обыкновенный и необыкновенный лучи будут поглощаться в разной степени. Это явление носит название д и х р о и з м а. В кристалле турмалина дихроизм настолько сильно выражен, что необыкновенный луч практически полностью поглощается уже при толщине пластинки около 1 *мм*. Естественный луч, падающий на пластинку турмалина, выходит из нее полностью поляризованным в одном направлении. Такая пластинка называется п о л я р и з а т о р о м.

Будем изображать поляризатор в виде пластинки со штриховкой, параллельной плоскости колебаний электрического вектора пропускаемых поляризатором лучей. На рис. 1.95 показано, как при падении естественного света на поляризатор из последнего выходит поляризованный луч, интенсивность которого, в соответствии с (17.6), равна половине начальной (точнее — даже меньше, вследствие различных поглощений и отражений на пути луча).

Чтобы убедиться в том, что полученный луч поляризован, и выяснить направление поляризации, поставим на его пути дальше вторую такую же поляризующую пластинку, называемую в этом

случае **а н а л и з а т о р о м**. Если плоскости пропускания поляризатора и анализатора параллельны друг другу, то поляризованный свет пройдет через анализатор, почти не снижая своей интенсивности (рис. 1.95, *а*). Если же плоскости поляризатора и анализатора перпендикулярны друг другу (рис. 1.95,*б*), то анализатор полностью погасит падающий на него поляризованный луч. В этом случае говорят, что поляризатор и анализатор **с к р е щ е н ы**. В промежуточных случаях интенсивность света,прошедшего через систему, будет зависеть от ориентации анализатора относительно поляризатора и имеет значение I, находящееся между I_0 и нулем. Разберем этот вопрос несколько подробнее.

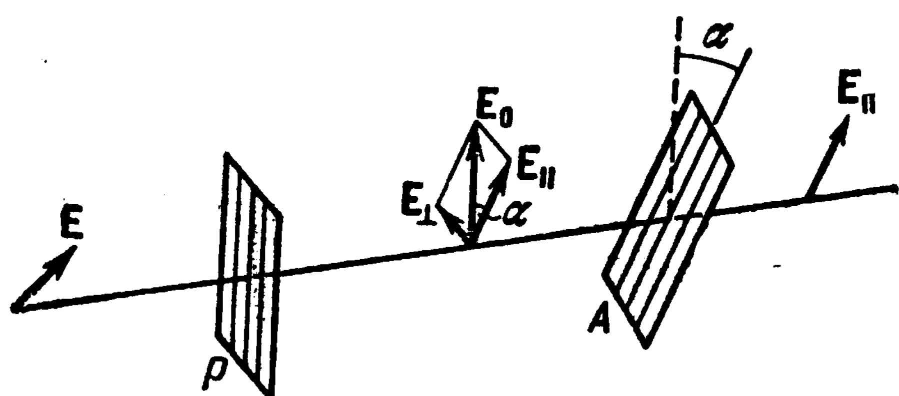


Рис. 1.96.

Обозначим амплитуду электрического вектора луча, прошедшего через поляризатор, буквой $\mathbf{E}_0$. Плоскость анализатора A повернута относительно плоскости поляризатора P на угол α (рис. 1.96). Разложим вектор $\mathbf{E}_0$ на две составляющие: параллельную плоскости анализатора ($\mathbf{E}_\parallel$) и перпендикулярную к ней ($\mathbf{E}_\perp$). Это соответствует разложению волны, колеблющейся в плоскости $\mathbf{E}_0$, на две волны, поляризованные во взаимно перпендикулярных плоскостях и колеблющиеся в одинаковой фазе. Одна из них $\mathbf{E}_\parallel$ пройдет через анализатор, а перпендикулярная $\mathbf{E}_\perp$ погасится. Из рис. 1.96 видно, что

$$E_\parallel = E_0 \cos\alpha. \qquad (18.1)$$

Отношение интенсивностей пропорционально отношению квадратов амплитуд

$$\frac{I}{I_0} = \frac{E_\parallel^2}{E_0^2} = \cos^2\alpha$$

и, следовательно,

$$I = I_0 \cos^2\alpha. \qquad (18.2)$$

Уравнение (18.2) выражает **з а к о н М а л ю с а**:

Интенсивность света, прошедшего через анализатор (I), равна интенсивности света, прошедшего через поляризатор (I_0), умноженной на квадрат косинуса угла (α) между анализатором и поляризатором.

При толстых пластинках в I_0 надо вносить поправку на частичное поглощение (а также и отражение) проходящего луча.

Естественный луч, проходя через двулучепреломляющий кристалл, разделяется на два луча, поляризованных во взаимно пер-

пендикулярных плоскостях. Колебания в этих плоскостях испускаются различными атомами источника света в разное время и не имеют постоянной разности фаз. Поэтому оба разделенных луча некогерентны. Если с помощью линзы L свести эти лучи в одну и ту же точку экрана E, то их интенсивности просто сложатся и не будут давать интерференционных картин.

Если же на двупреломляющий кристалл будет падать луч, поляризованный под произвольным углом к плоскости падения (рис. 1.97), то соотношения между разделенными лучами будут существенно иными. Колебания в обеих волнах представляют собой разложение одного и того же колебания на два взаимно перпендикулярных, аналогично показанному на рис. 1.96. Следовательно, эти волны взаимно когерентны и могут интерферировать друг с другом.

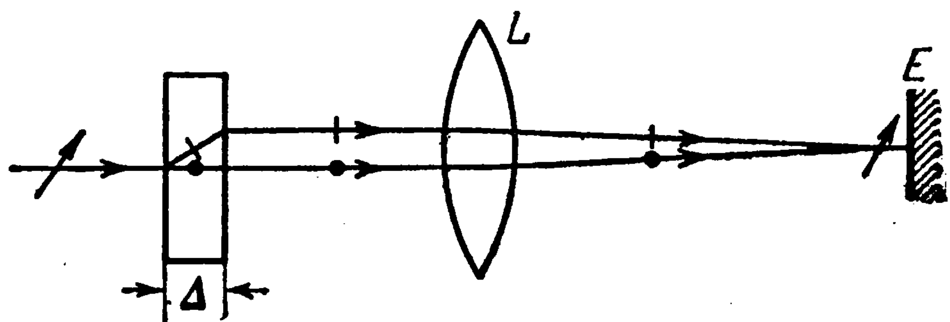


Рис. 1.97.

Если свести эти два параллельных луча (рис. 1.97) с помощью линзы L в одну и ту же точку экрана, то колебания в них останутся взаимно перпендикулярными, но появится разность фаз, обусловленная различием показателей преломления для обыкновенного и необыкновенного луча внутри кристалла. Оптический ход обыкновенного луча равен $n_0\Delta$, где n_0— его показатель преломления, а Δ — толщина кристаллической пластинки. Для необыкновенного луча внутри пластинки показатель преломления $n_н$ зависит от ориентации оптической оси. Если оптическая ось параллельна передней грани пластинки, то геометрический путь этой волны тоже Δ, а оптический ход соответственно равен $n_н\Delta$.

Таким образом, полная разность хода равна

$$\delta = n_0\Delta - n_н\Delta = (n_0 - n_н)\,\Delta, \tag{18.3}$$

и характер поляризации сведенного на экране луча зависит от соотношения между δ и длиной волны λ. Если δ кратно целому числу полуволн

$$\delta = k\,\frac{\lambda}{2} = 2k\,\frac{\lambda}{4}, \tag{18.4}$$

то сведенный луч поляризован линейно, при k четном эта поляризация параллельна исходному лучу до его падения на кристалл, а при k нечетном — перпендикулярна. Если

$$\delta = (2k+1)\,\frac{\lambda}{4}, \tag{18.5}$$

то при равных амплитудах сведенный луч имеет круговую поляризацию. В общем же случае произвольной δ сведенный луч становится эллиптически поляризованным (см. т. I, § 53, рис. 4.12).

В случае исландского шпата, когда оптическая ось AA параллельна грани пластинки, $n_н$ имеет минимальное возможное значение и толщина пластинки, дающей разность хода в четверть волны, будет

$$\Delta_{0,25} = \frac{\lambda}{4(n_о - n_н)} = \frac{5{,}35\cdot 10^{-4}\ мм}{4\cdot(1{,}66-1{,}49)} = 8\cdot 10^{-4}\ мм = 0{,}8\ мк.$$

Для слюды показатели преломления взаимно перпендикулярных лучей отличаются лишь в четвертом знаке после запятой и

$$\Delta_{0,25} = 0{,}035\ мм = 35\ мк.$$

Двоякопреломляющие кристаллы, так же как и изотропные тела, обладают дисперсией, т. е. показатели преломления обыкновенных и необыкновенных лучей зависят от длины волны падающего света. При данной ориентации пластинки толщина $\Delta_{0,25}$ для лучей разного цвета будет несколько различна. Поэтому при интерференции немонохроматических (белых) поляризованных лучей условия интерференции для разных цветов будут несколько различны и интерференционная картина будет окрашена.

Явление поляризации света имеет место и при отражении или преломлении света на границе двух диэлектриков. Для полной или частичной поляризации естественного луча необходима а н и з о т р о п и я   у с л о в и й   р а с п р о с т р а н е н и я. В двоякопреломляющих кристаллах эта анизотропия имеется во всей толще кристалла. При отражении и преломлении света на границе двух сред, даже если обе среды оптически изотропны, наличие вполне определенного положения плоскости падения луча само по себе создает анизотропию условий распространения. Иными словами, условия отражения и преломления лучей, поляризованных в плоскости падения и перпендикулярно к последней, различны, а *отраженный и преломленный лучи всегда в той или иной степени поляризованы.*

Для анализа этого вопроса вернемся к законам отражения и преломления, рассмотренным в § 5. Из волновой природы света следуют, в самом общем виде, соотношения (5.1) и (5.2) для углов отражения и преломления. Какая часть световой энергии отразится, а какая пройдет в преломляющую среду, можно установить, лишь учитывая электромагнитную природу света и конкретные электрические свойства преломляющей среды. Рассмотрим эту задачу несколько подробнее.

Пусть из вакуума на плоскую границу диэлектрика под углом i падает плоская волна с электрическим вектором $\mathbf{E}_0$, поляризо-

ванная в плоскости, перпендикулярной к плоскости падения (т. е. вектор $\mathbf{H}_0$ перпендикулярен к плоскости падения). Эта волна частично отразится под таким же углом i, а частично преломится под углом r, как показано на рис. 1.98. Среду будем считать немагнитной ($\mu=1$) и обладающей диэлектрической проницаемостью ε. Отраженная и преломленная волны поляризованы в той же плоскости, что и падающая, и амплитуды электрического вектора этих волн обозначим соответственно через $\mathbf{E}_i$ и $\mathbf{E}_r$. Векторы $\mathbf{H}_0$, $\mathbf{H}_i$ и $\mathbf{H}_r$ перпендикулярны к плоскости чертежа и связаны с электрическими векторами соответствующих волн соотношениями, выведенными в т. II, § 50.

Углы r и i связаны соотношением

$$\frac{\sin i}{\sin r}=n. \qquad (18.6)$$

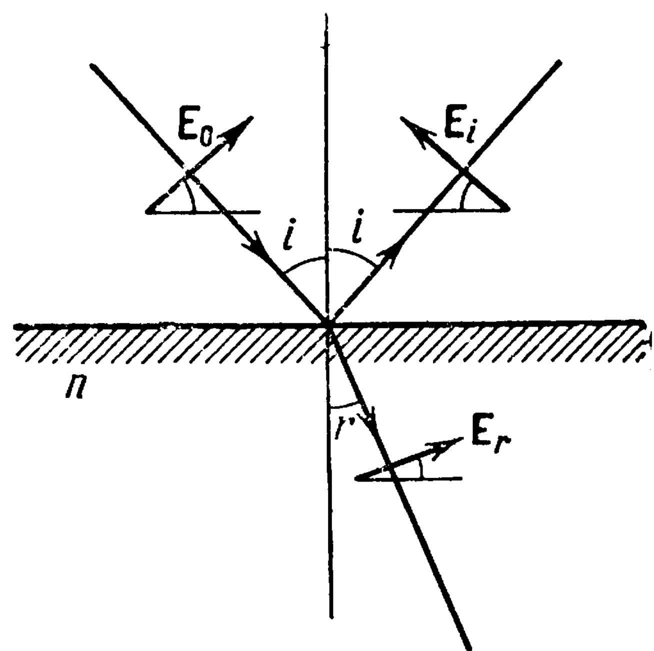


Рис. 1.98.

Диэлектрическая проницаемость среды выражается через показатель преломления

$$\varepsilon=n^2. \qquad (18.7)$$

На границе раздела вакуум — диэлектрик число линий поля меняется скачком. При этом, в соответствии с формулами электростатики, выведенными в т. II, § 11, должна выполняться непрерывность касательных составляющих электрического поля

$$\mathbf{E}_{t\ \text{вак}}=\mathbf{E}_{t\ \text{среды}} \qquad (18.8)$$

и нормальных составляющих вектора электростатической индукции $\mathbf{D}=\varepsilon\mathbf{E}$, т. е.

$$1\cdot\mathbf{E}_{n\ \text{вак}}=\varepsilon\mathbf{E}_{n\ \text{среды}}. \qquad (18.9)$$

Электрическое поле в вакууме складывается из полей падающей и отраженной волн, а в диэлектрике есть только электрический вектор преломленной волны. Из рис. 1.98 видно, что касательные составляющие получаются умножением величин векторов на косинусы, а нормальные — умножением на синусы соответствующих углов. Учитывая ориентацию вектора $\mathbf{E}_i$, получим:

$$E_0\cos i-E_i\cos i=E_r\cos r, \qquad (18.10)$$

а для нормальных, учитывая (18.7):

$$E_0\sin i+E_i\sin i=n^2E_r\sin r. \qquad (18.11)$$

Согласно (18.6) $n\sin r=\sin i$ и последнее равенство можно

сократить на $\sin i$. Тогда

$$E_0 + E_i = nE_r. \tag{18.12}$$

Три уравнения (18.6), (18.10) и (18.12) позволяют определить три искомые величины r, E_i и E_r и выразить их через заданные i, n и E_0. Решая эти уравнения, можно найти коэффициент отражения, т. е. отношение интенсивностей отраженной и падающей волн

$$R_\perp = \frac{E_i^2}{E_0^2} = f(n, i) \tag{18.13}$$

для среды с данным показателем преломления n в зависимости от угла падения i. Эта зависимость была впервые выведена Френелем из гипотезы упругого эфира с некоторыми дополнительными допущениями.

Легко убедиться, что при нормальном падении ($i = 0$, $r = 0$)

$$R_\perp = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2, \tag{18.14}$$

а при скользящем падении $\left(i \to \frac{\pi}{2}\right)$

$$R_\perp \to 1. \tag{18.15}$$

Анализ далее показывает, что зависимость $R_\perp$ от i немонотонная и при некотором значении $i = i_к$ отраженного луча нет вовсе ($R_\perp = 0$). Для нахождения этого критического угла вернемся к исходной системе уравнений и положим в них $E_i = 0$. Тогда

$$\left.\begin{aligned} \frac{\sin i}{\sin r} &= n, \\ E_0 \cos i &= E_r \cos r \\ E_0 &= nE_r. \end{aligned}\right\} \tag{18.16}$$

и

Перепишем эти уравнения в виде

$$\frac{E_0}{E_r} = \frac{\cos r}{\cos i} = n = \frac{\sin i}{\sin r}.$$

Тригонометрическое равенство

$$\frac{\cos r}{\cos i} = \frac{\sin i}{\sin r}$$

имеет основное решение

$$\cos r = \sin i \quad \text{и} \quad \cos i = \sin r, \qquad \text{т. е.} \quad i + r = \frac{\pi}{2}. \tag{18.17}$$

Подставляя эти соотношения в (18.6), находим:

$$n = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\sin i}{\cos i} = \operatorname{tg} i,$$

т. е.

$$\operatorname{tg} i_{к} = n. \tag{18.18}$$

При аналогичном анализе отражения лучей, поляризованных в плоскости падения, из рис. 1.99 видно, что векторы $\mathbf{E}_0$, $\mathbf{E}_i$ и $\mathbf{E}_r$ направлены параллельно границе раздела и не

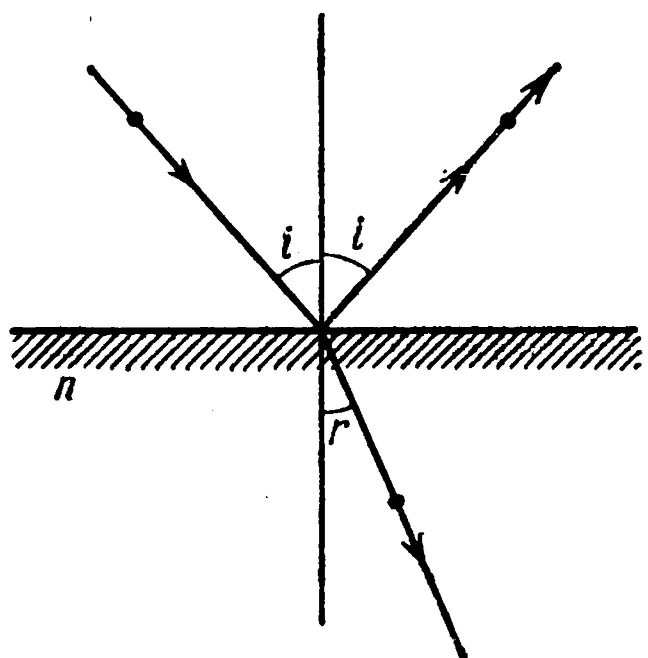


Рис. 1.99

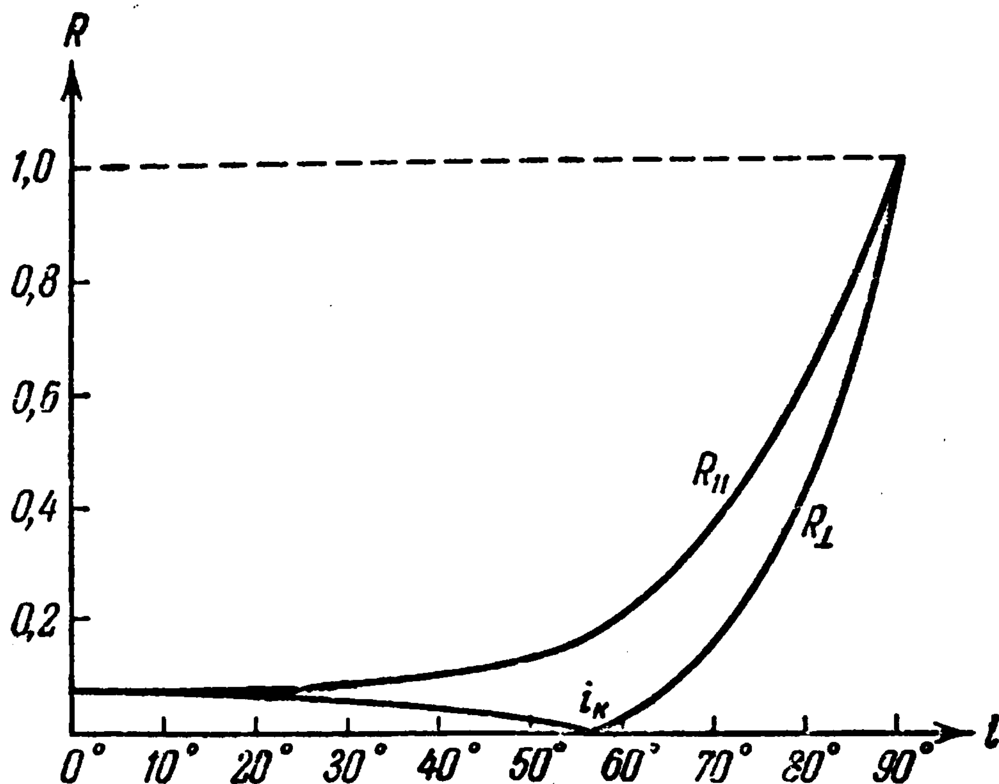


Рис. 1.100.

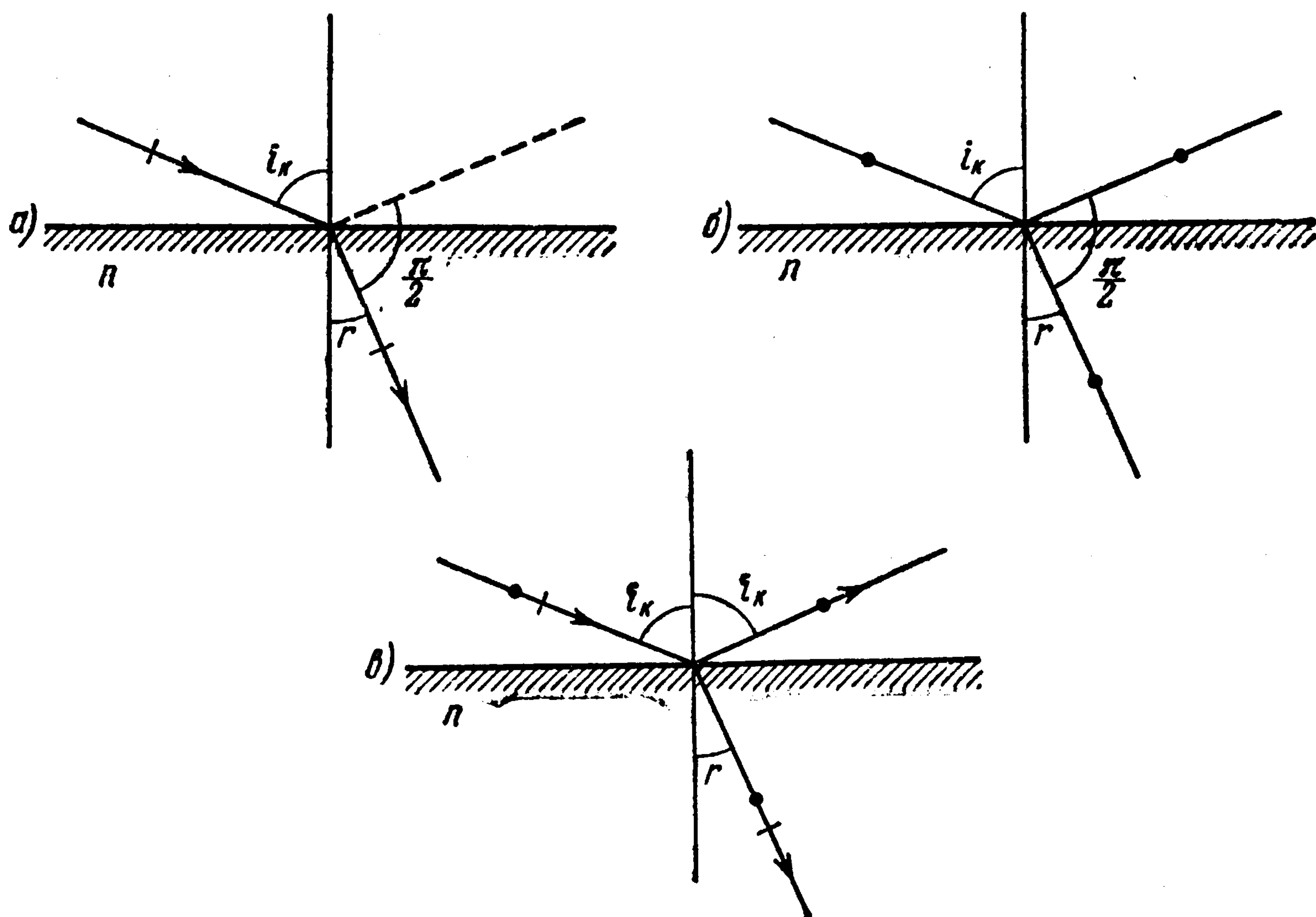


Рис. 1.101.

имеют нормальных составляющих. Уравнение (18.9) тогда дает простое тождество 0 = 0 и должно быть заменено соответствующим равенством нормальных составляющих вектора магнитной

индукции. В результате расчетов оказывается, что коэффициент отражения волны, поляризованной в плоскости падения,

$$R_{\parallel}=g(n, i), \qquad (18.19)$$

монотонно возрастает с углом падения, ни при каких значениях i не обращается в нуль, а в предельных случаях $i=0$ и $i=\frac{\pi}{2}$ совпадает с $R_{\perp}$. Зависимость $R_{\perp}$ и $R_{\parallel}$ от i изображена на рис. 1.100.

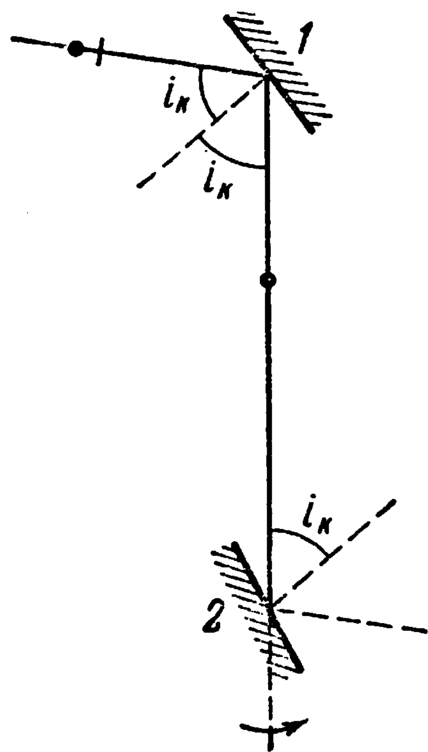
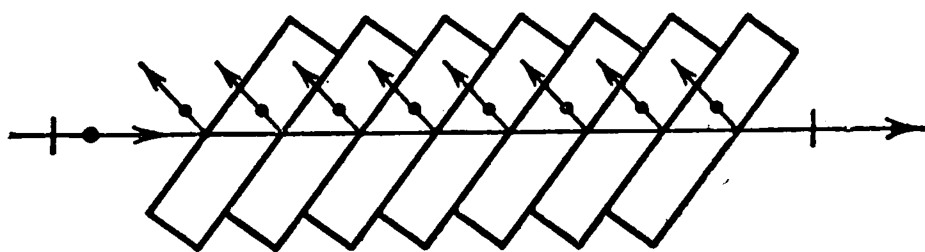


Рис. 1.102.

Уравнение (18.18) выражает так называемый закон Брюстера. Если на границу диэлектрика под углом Брюстера $i=i_к$ падает луч, поляризованный перпендикулярно к плоскости падения, то он целиком преломится (рис. 1.101, *а*). При падении под тем же углом луча, поляризованного в плоскости падения (рис. 1.101, *б*), происходит частичное отражение и частичное преломление. Наконец, если под этим же углом падает естественный луч (рис. 1.101, *в*), то отраженный луч поляризован полностью, а преломленный — частично. Поэтому угол $i_к$, определяемый по формуле (18.18), называется углом полной поляризации. Неподвижное зеркало *1*, на которое падает естественный луч под углом Брюстера, является поляризатором, а зеркало *2*, вращающееся вокруг луча так, что его нормаль составляет все время с поляризованным лучом тот же угол $i_к$,— анализатором (рис. 1.102). Для стекла с $n=1,5$ угол полной поляризации равен

$$i_к=\operatorname{arctg} n=\operatorname{arctg} 1,5\approx 56°.$$

На рис. 1.103 изображена стопа Столетова, состоящая из ряда параллельных пластинок, ориентированных под


Рис. 1.103.

углом Брюстера к падающему лучу. На каждой границе частично отражаются только лучи, поляризованные в плоскости падения, и в результате многократных преломлений выходящий из стопы луч практически полностью поляризован в

плоскости, перпендикулярной к плоскости падения. Кроме поляризации при отражении и при преломлении, упомянем еще о поляризации при рассеянии света. На рис. 1.104 изображен естественный луч, падающий на какую-либо пылинку *П*. Под действием электромагнитной волны электрические заряды молекул пылинки придут в колебательное движение и начнут излучать вторичные волны во всех направлениях. Как указывалось в т. II, § 53, интенсивность излучения вдоль оси диполя равна нулю. Поэтому для луча *1*, идущего перпендикулярно к падающему в плоскости чертежа, будут отсутствовать волны, испускаемые диполями, колеблющимися вдоль этого луча, и он полностью поляризован в плоскости чертежа. Аналогично, луч *2*, также перпендикулярный к падающему, но распространяющийся перпендикулярно к чертежу, тоже полностью поляризован, но его поляризация перпендикулярна к поляризации луча *1*. Таким образом, свет, рассеянный пылинками в направлениях, перпендикулярных к первичному лучу, всегда полностью поляризован. В остальных направлениях рассеянный свет будет лишь частично поляризован.

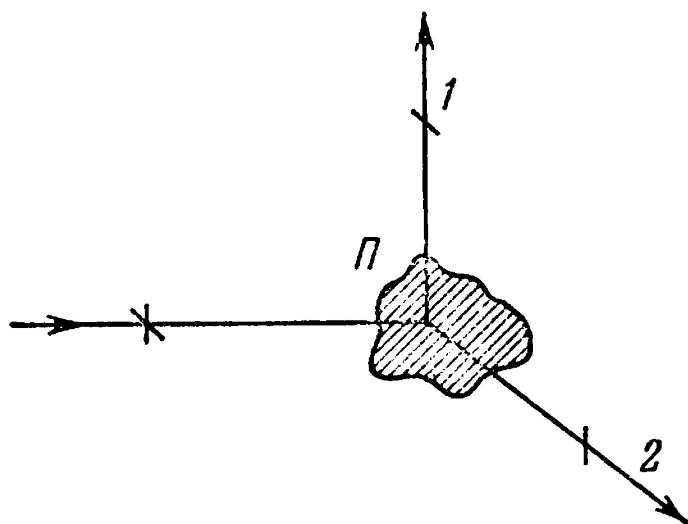


Рис. 1.104

Те же соображения, которые мы использовали для объяснения поляризации при рассеянии, позволяют понять закон Брюстера. Возвращаясь к рис. 1.101, *а*, мы видим, что согласно (18.17) отраженный луч перпендикулярен к преломленному. Но отраженный луч возникает за счет вторичных волн, создаваемых диполями, колеблющимися в диэлектрике. Оси колебаний этих диполей направлены по возбуждающему их вектору $\mathbf{E}_r$, перпендикулярному к преломленному лучу и лежащему в плоскости падения.

Из условия $i+r=\frac{\pi}{2}$ следует, что отраженный луч (показанный пунктиром) направлен параллельно $\mathbf{E}_r$, т. е. вдоль оси этих диполей, и его интенсивность должна равняться нулю.

Нормальный человеческий глаз обычно одинаково воспринимает поляризованные и неполяризованные лучи. Лишь небольшой процент людей способен ощутить различие между естественным и поляризованным светом. Поэтому для количественных измерений поляризации и ее практического использования конструируются различные приборы, действие которых основано на принципах, разобранных в данном параграфе.

§ 19. Поляризационные приборы и использование поляризованных лучей

Для изготовления поляризаторов и анализаторов на практике применяют двоякопреломляющие кристаллы. Из монокристаллов исландского шпата изготовляют так называемые призмы Николя (или просто — николи). Николь представляет собой двойную призму, склеенную в промежутке канадским бальзамом. Призмы выкалываются из кристалла под такими углами, чтобы необыкновенный луч, падающий на переднюю грань, проходил насквозь, практически не преломляясь (рис. 1.105). Обыкновенный луч при этом преломляется и падает на прослойку канадского

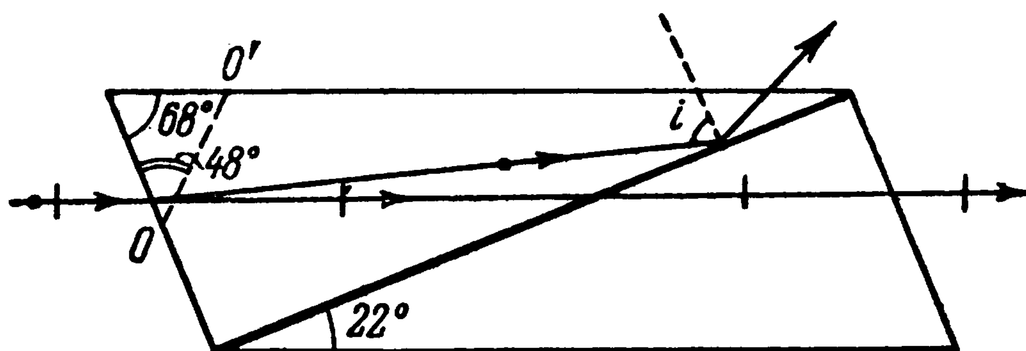


Рис. 1.105.

бальзама под большим углом i. Показатель преломления клея $n_б$ меньше показателя преломления обыкновенного луча n_0, так что $\sin i > \frac{n_б}{n_0}$; этот луч испытывает полное внутреннее отражение и выходит через боковую грань призмы, где затем полностью поглощается.

Поляризатором является и пластинка из дихроичного кристалла, например турмалина, в котором обыкновенный луч поглощается полностью на расстоянии порядка 1 *мм*. Однако турмалин в некоторой области длин волн заметно поглощает и необыкновенный луч. При освещении белым светом такая пластинка пропускает зелено-желтые лучи и является одновременно и поляризатором и светофильтром. Еще сильнее поглощает один из лучей сернокислый иод-хинин (герапатит). Осаждая на целлулоидную пленку одинаково ориентированные кристаллики герапатита толщиной $\sim 0,1$ *мм*, можно получить поляризатор с большой поверхностью, называемый поляроидом.

Кристаллы различных веществ создают различное по величине и направлению двойное лучепреломление (в частном случае, NaCl, равное 0). Поэтому, пропуская через них поляризованный свет и измеряя его изменение после прохождения, можно определять оптические характеристики изучаемых кристаллов и производить минералогический анализ. Для этого применяется

поляризационный микроскоп, простейшая схема которого изображена на рис. 1.106.

Поляризатор P выделяет из естественного света параллельный пучок поляризованных лучей. Поляризованный свет проходит через тонкий шлиф $Ш$ исследуемого минерала, а затем после анализатора A попадает в собственно микроскоп M.

Свет, первоначально поляризованный в некоторой плоскости, разлагается исследуемым кристаллом на два луча, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях и распространяющихся с различной скоростью. Анализатор выделяет из обоих лучей колебания, происходящие лишь в той плоскости, которую он пропускает. Поскольку эти лучи получены из одного поляризованного исходного, то они когерентны и дают интерференционную картину, зависящую от оптической разности хода $(n_1—n_2)\Delta$ внутри кристалла. Так как показатели преломления обоих лучей n_1 и n_2 зависят от длины волны, то эта картина определенным образом окрашена. Посторонние включения в минерале обладают другими оптическими характеристиками, дают иначе окрашенную интерференционную картину и легко различимы в поле зрения микроскопа.

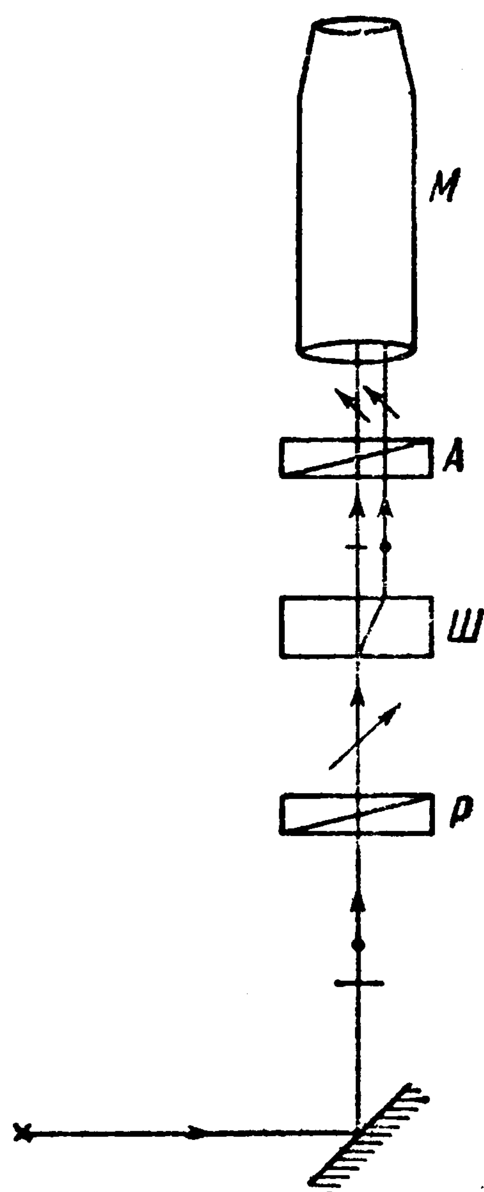


Рис. 1.106.

Оптическая анизотропия в теле может быть создана и искусственно, с помощью различных внешних воздействий. Обычное стекло аморфно и изотропно. Если подвергнуть кусок стекла одностороннему напряжению (рис. 1.107), то в направлении действия сил **F** стекло C сожмется, а в перпендикулярном — расширится. Благодаря такой анизотропии деформации стекло станет оптически анизотропным, в сильно деформированных участках получит свойства двоякопреломляющего кристалла и будет изменять поляризацию проходящего через него света, например превращая линейно поляризованный луч в поляризованный по кругу или по эллипсу.

Если стекло свободно от деформаций, то при скрещенных поляризаторе P и анализаторе A на экране E будет полная темнота. Если стекло C деформировано, то лучи, идущие от поляризатора, проходя деформированные участки, изменят свою поляризацию и в дальнейшем не будут полностью гаситься анализатором. На экране E появятся в соответствующих местах светлые пятна,

интенсивность и окраска которых характеризуют степень деформированности отдельных участков.

Этим методом можно обнаружить остаточные деформации, возникающие в стеклянных деталях при закалке. Широкое применение получил в настоящее время о п т и ч е с к и й м е т о д и с с л е д о в а н и я н а п р я ж е н и й на прозрачных моделях. Модель конструкции изготовляют из прозрачного изотропного вещества и нагружают силами, пропорциональными силам, которые будут действовать на практике. Возникающие в модели деформации делают соответствующие участки анизотропными. Просвечивая модель поляризованным светом, например

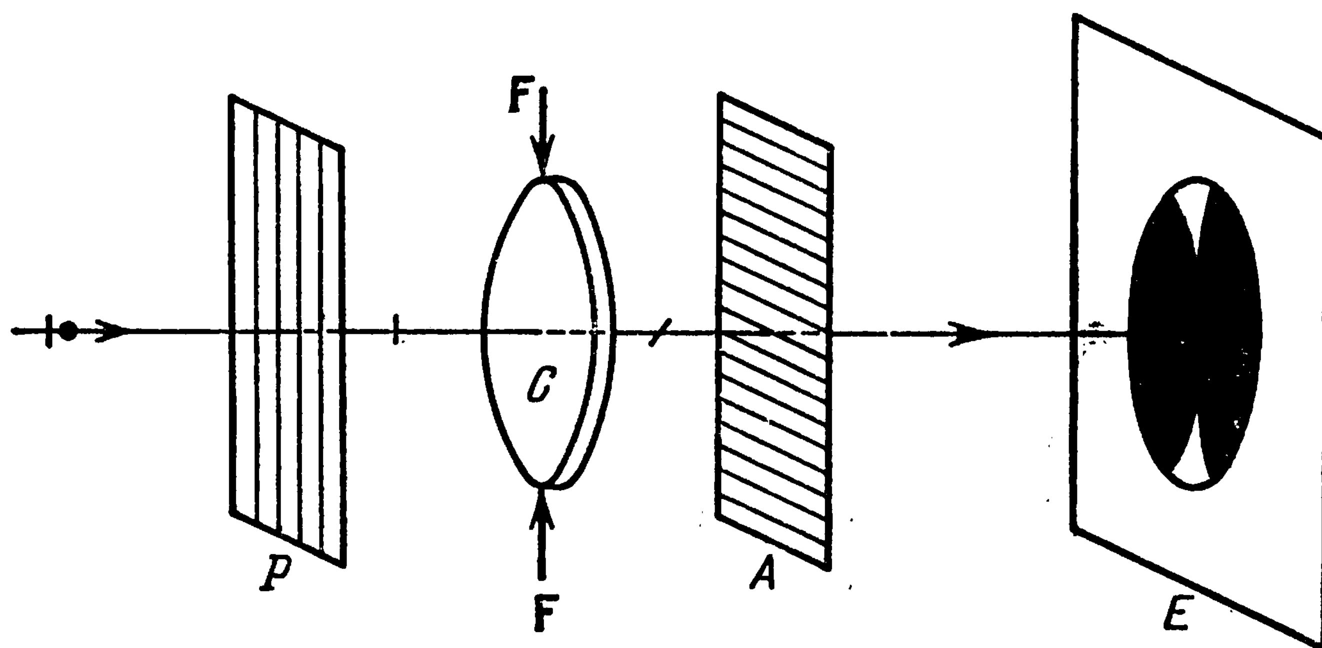


Рис. 1.107.

по схеме, изображенной на рис. 1.107, можно определить деформации и напряжения в модели, а затем пересчитать их на проектируемую конструкцию.

Оптическую анизотропию диэлектрика можно создать, воздействуя на него не только механическими, но и э л е к т р и ч е с к и м и силами. Это явление носит название э ф ф е к т а К е р р а. При помещении диэлектрика в сильное внешнее электрическое поле $\mathbf{E}_{вн}$ поляризуемость (ориентационная способность молекулярных диполей) в направлении $\mathbf{E}_{вн}$ становится несколько отличной от поляризуемости в перпендикулярном направлении, т. е. $\varepsilon_{\perp} \neq \varepsilon_{\parallel}$. В оптическом отношении такой диэлектрик ведет себя как одноосный кристалл (дает двойное лучепреломление) независимо от того, является он твердым, жидким или газообразным.

На рис. 1.108 схематически изображена так называемая ячейка Керра. Жидкий нитробензол заполняет пространство между пластинами конденсатора K, к которому может быть приложено напряжение $U_{вн}$. Эта прозрачная ячейка помещена между скрещенными николями P и A. В отсутствие поля ($U_{вн}=0$) нитробензол изотропен, свет от источника S полностью гасится скрещенными

николями и не доходит до фотоэлемента Ф. При включении внешнего поля нитробензол становится двоякопреломляющим и свет доходит до фотоэлемента аналогично примерам, приведенным ранее на рис. 1.106 и 1.107.

При выключении поля поляризация и двоякопреломляющая способность нитробензола исчезают не мгновенно. Прямые измерения показали, что время деполяризации составляет около 10^{-10} *сек*. Такой промежуток времени достаточен для того, чтобы через ячейку к фотоэлементу прошло большое число световых волн, период колебаний которых порядка $T_{\text{вид}} \approx 10^{-14}$ *сек*, но очень мал по сравнению с используемыми в технике интервалами времени.

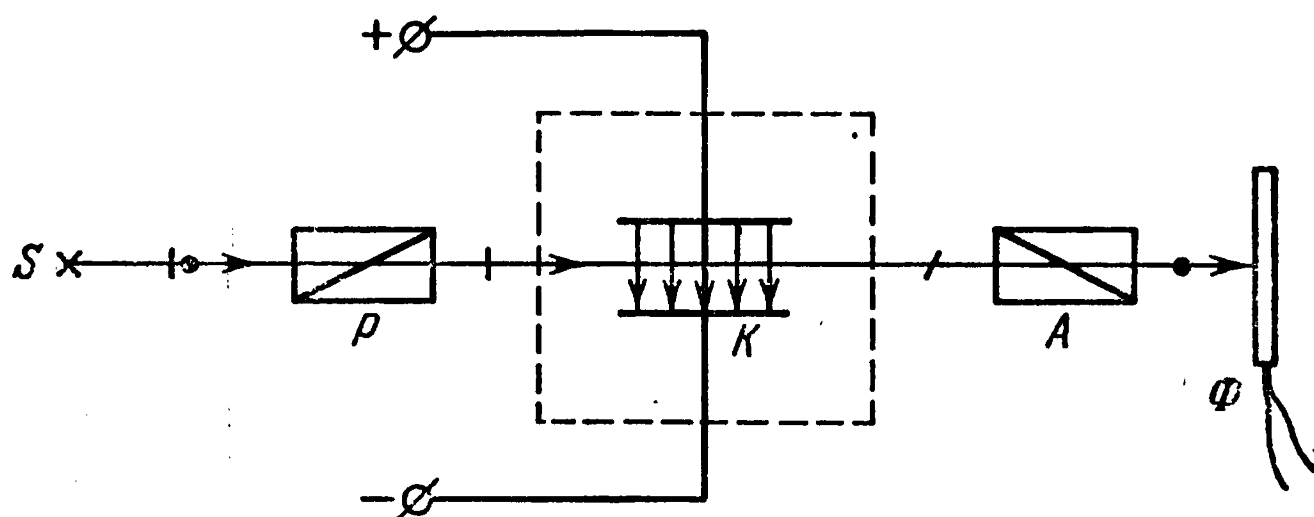


Рис. 1.108.

Поэтому ячейка Керра широко используется в качестве практически безынерционного затвора для световых лучей при сверхскоростных фотосъемках. С помощью такой ячейки могут быть осуществлены прерыватели светового пучка с частотой прерывания, определяемой частотой изменения $U_{\text{вн}}$ и во много раз большей, чем у механических прерывателей с движущимися частями. Заменяя в опыте Физо (§ 2) механический прерыватель ячейкой Керра, можно резко укоротить необходимый путь луча и произвести измерение скорости света в лабораторных масштабах.

Из других применений поляризованных лучей упомянем о возможности борьбы с их помощью со слепящим действием автомобильных фар на водителей встречных автомашин. Если в законодательном порядке смотровые стекла и стекла в фарах заменить поляроидами, ориентированными под одинаковым углом 45° к горизонтали, то поляроиды фар идущей машины ориентированы перпендикулярно (скрещены) относительно поляроидов смотрового стекла встречной машины и полностью гасят свет, слепящий глаза водителя. То, что дорога при этом освещается поляризованным светом, не играет существенной роли, так как этот свет рассеивается от всех мелких неровностей и деполяризуется.

Находят многочисленные применения и лучи с другими типами поляризации, например круговой и эллиптической.

Лучи, поляризованные по кругу, в которых векторы **E** и **H** вращаются влево относительно наблюдателя (рис. 1.109, *а*) и вращаются вправо (рис. 1.109, *б*), могут распространяться в веществе, в зависимости от строения последнего, с различными скоростями $v_л$ и $v_п$ (аналогично различию скоростей распространения в кристаллах лучей, линейно поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях).

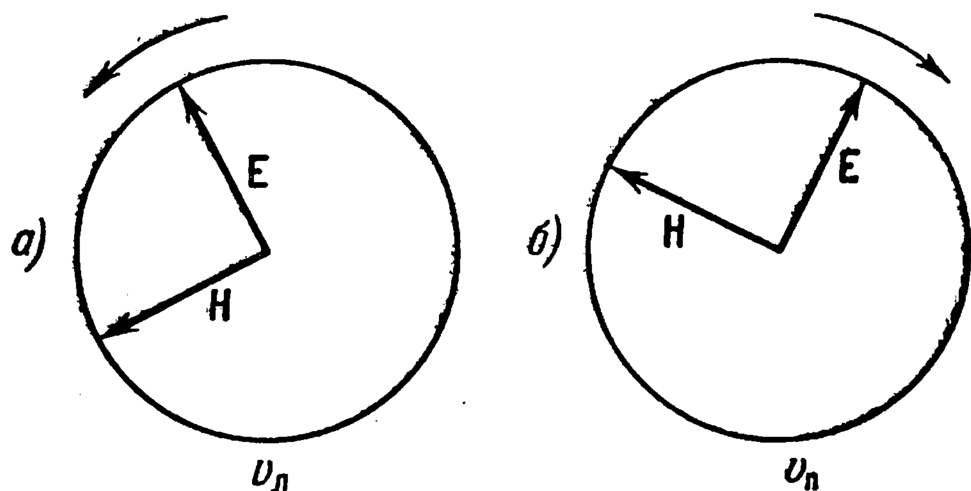


Рис. 1.109.

Пусть два луча, поляризованных по кругу с противоположными направлениями вращения и имеющих одинаковую амплитуду, распространяются совместно. При сложении таких вращений в каждой точке луча получается линейное колебание. Если бы скорости $v_л$ и $v_п$ были одинаковы, то ориентация плоскости колебаний вдоль луча оставалась бы одинаковой и в веществе распространялся плоскополяризованный луч со скоростью $v = v_л = v_п$.

При $v_п \neq v_л$, если на входе в среду (рис. 1.110, *а*) фазы обоих круговых лучей одинаковы по величине, то суммарный вектор **E** линейно колеблется в плоскости AA. Так как $v_п \neq v_л$, то до некоторой точки внутри среды в данный момент правая волна дойдет с некоторым отставанием в фазе относительно левой, и ее вектор будет повернут вправо на больший угол, чем у левой волны влево. При сложении этих векторов плоскость колебаний **E** повернется вправо на угол ψ (см. рис. 1.110, *б*) относительно AA, причем

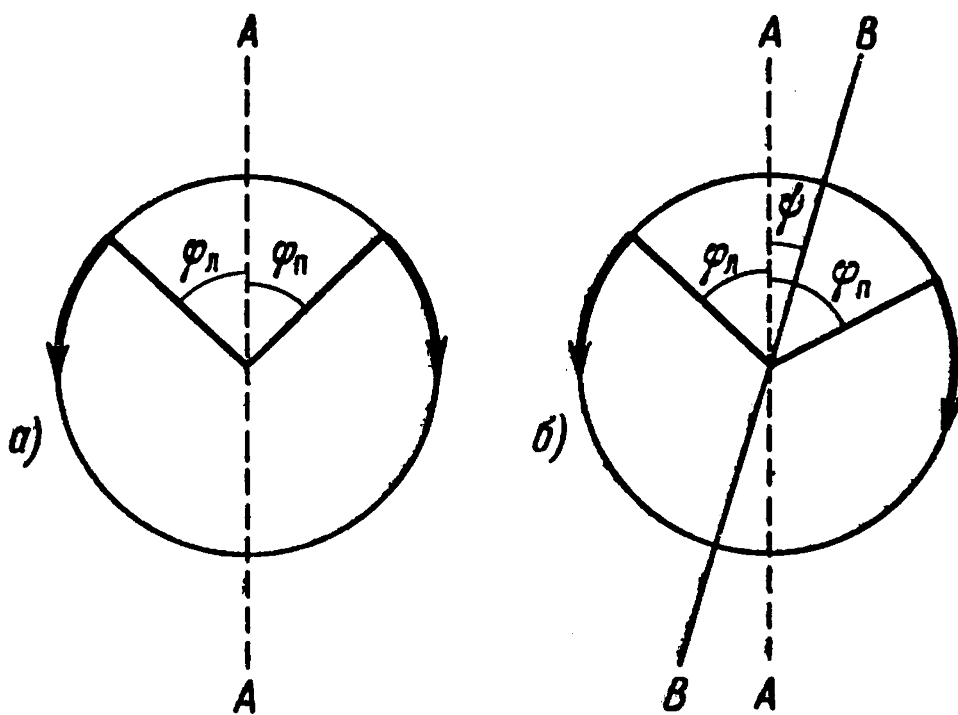


Рис. 1.110.

$$\psi = \frac{2\pi l\nu}{v_п} - \frac{2\pi l\nu}{v_л} = \frac{2\pi\nu}{c}(n_п - n_л)\, l = \alpha l, \qquad (19.1)$$

где l — путь луча в среде, а α — коэффициент, характеризующий вращение плоскости поляризации на единицу длины пути.

Таким образом, плоскость колебаний линейно поляризованного луча по мере прохождения его через среду со значениями $n_п \neq n_л$ будет непрерывно поворачиваться в пространстве. Это явление **вращения плоскости поляризации** в основном обусловлено наличием определенной асимметрии в строении отдельных молекул среды и угол поворота ψ прямо пропорционален числу этих молекул на пути луча. Вещества, дающие вращение плоскости поляризации, называются **оптически активными**.

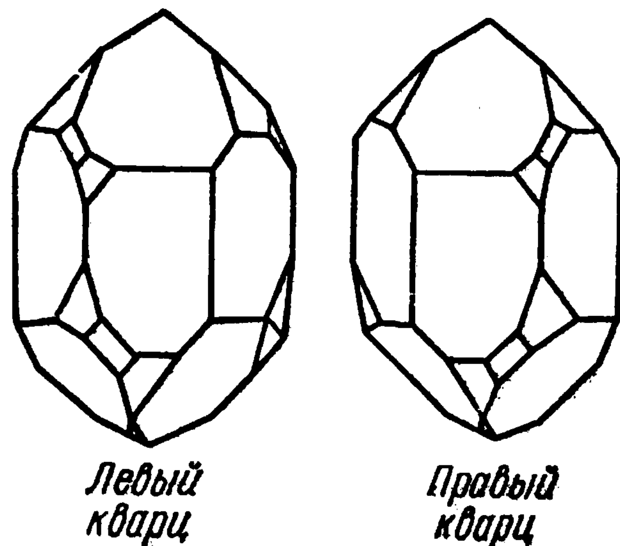


Рис. 1.111.

В некоторых кристаллах, например в кварце, оптическая активность обусловлена особенностями строения самого кристалла, а не составляющих его молекул. На рис. 1.111 изображены два кристаллика кварца, одинаковые по своей кристаллической структуре и огранению, но **антисимметричные**, являющиеся зеркальным изображением один другого. Пластинки, вырезанные из одного из этих кристаллов, вращают плоскость поляризации вправо ($n_п > n_л$ и $\alpha_+ > 0$), а пластинки, вырезанные из другого,

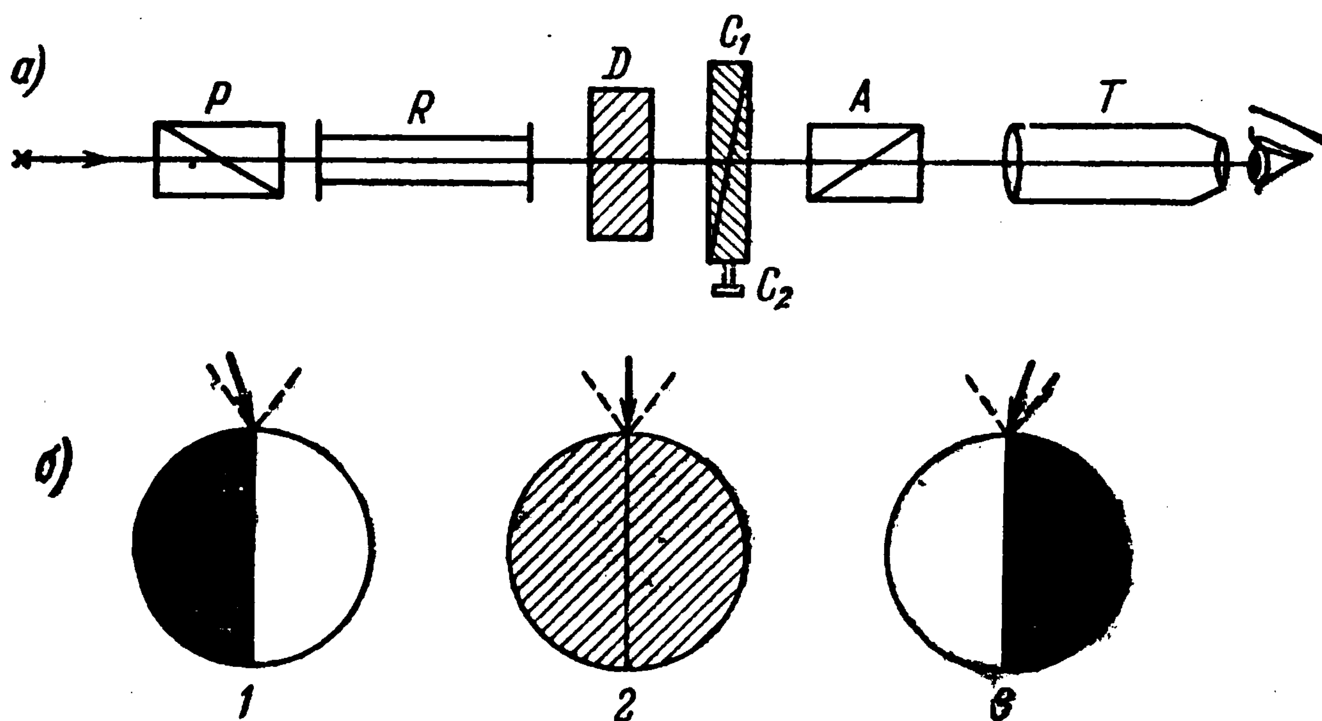


Рис. 1.112.

дают такое же вращение влево ($\alpha_- = -\alpha_+$). Для четкого наблюдения этого явления плоскополяризованный луч должен входить в кристалл вдоль оптической оси, т. е. в том направлении, в котором отсутствует двойное лучепреломление.

Вещества с симметричным строением могут стать оптически активными при помещении их в сильное внешнее магнитное поле $\mathbf{H}_{вн}$ (**эффект Фарадея**).

В растворах оптически активных веществ вращение плоскости поляризации пропорционально длине l пути луча и концентрации раствора

$$\psi = \beta c l. \tag{19.2}$$

Поэтому явление вращения плоскости поляризации нашло широкое применение в промышленности для измерения и контроля концентрации оптически активных растворов.

На рис. 1.112 приведена схема полутеневого поляриметра для измерения концентрации растворов сахара (сахариметра). Трубки с испытуемым раствором R помещаются между двумя николями P и A. Анализатор A разделен на две половины, причем каждая из них способна пропускать лучи, поляризованные в плоскостях, отличающихся на некоторый угол (от 1° до 5°). Эти лучи попадают в разные половины поля зрения трубы T, освещенность которых сравнивается глазом (рис. 1.112, *а*). Когда на анализатор будет падать луч, поляризованный в плоскости, делящей угол между плоскостями анализатора пополам, то обе половины поля будут освещены одинаково (случай *2*— полутень), в противном же случае одна будет темная, а другая светлая (случаи *1* и *3*, рис. 1.112, *б*).

Для определения угла поворота ψ употребляют специальный компенсатор, который состоит из пластинки D правовращающего кварца и двух скользящих друг около друга клиньев C_1 и C_2 левовращающего кварца, образующих пластинку переменной толщины. Смещение клиньев может быть точно отсчитано по шкале микрометрического устройства.

При отсутствии раствора, когда произведена установка на «полутень», отсчет по шкале равен нулю. Регулируя положение клиньев (толщину переменной пластинки), можно компенсировать поворот плоскости поляризации, вызванный введением раствора сахара, и измерить концентрацию последнего по шкале.

ГЛАВА VII

РАССЕЯНИЕ И ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА

§ 20. Рассеяние света

Плоская волна, распространяющаяся в однородной среде, остается плоской. Однако если среда неоднородна и в ней имеются включения с другими оптическими свойствами, то кроме волны, распространяющейся в первоначальном направлении, появляются волны, рассеянные в стороны. Эти волны уносят с собой определенную долю энергии и тем самым постепенно уменьшают энергию первоначального луча.

Рассмотрим случай резкой неоднородности — частичку диэлектрика с показателем преломления n в воздухе. Такие частички, например соли, сажа, носятся в воздушном бассейне городов, создавая промышленные дымы. Мельчайшие капельки воды, образующиеся при переохлаждении насыщенного парами воздуха, создают туманы. Для маскировки важных объектов и передвижений воинских сил создаются специальные дымовые завесы. Интенсивность света, рассеиваемого такими аэрозольными системами, как правило, представляет собой сумму интенсивностей рассеяния составляющими их одиночными частицами. Лишь при большой протяженности аэрозоля необходимо учитывать многократное рассеяние, т. е. возможность того, что свет, рассеянный одной частицей, до выхода за пределы системы будет вновь рассеян другими частицами.

Характер рассеяния одиночной частицей зависит от соотношения между ее радиусом r и длиной волны рассеиваемого света λ. В зависимости от величины $\frac{r}{\lambda}$ следует различать три различные области:

1. Для больших частиц при $r \gg \lambda$ наблюдается чисто *геометрическое рассеяние*. Падающий на разные участки поверхности частицы свет отражается от них под различными

углами (рис. 1.113). Практически можно считать, что весь свет, падающий на переднюю поверхность крупной частицы $s = 2\pi r^2$, рассеивается в стороны. Если в единице объема среды имеется N рассеивающих частиц, то при прохождении первичным пучком в среде пути Δx из лучистого потока $\Phi_{пад}$ рассеивается в стороны доля

$$\Delta\Phi_{расс} = \Phi_{пад} s N \Delta x. \qquad (20.1)$$

2. Анализ рассеяния света очень мелкими частицами при $r \ll \lambda$ был произведен Рэлеем. В периодически колеблющемся с частотой ν электрическом поле падающей волны $\mathbf{E}_{пад}$ возникают вынужденные колебания связанных зарядов, составляющих частицу. Вектор поляризации $\mathbf{P}$ пропорционален полю (т. II, § 10):

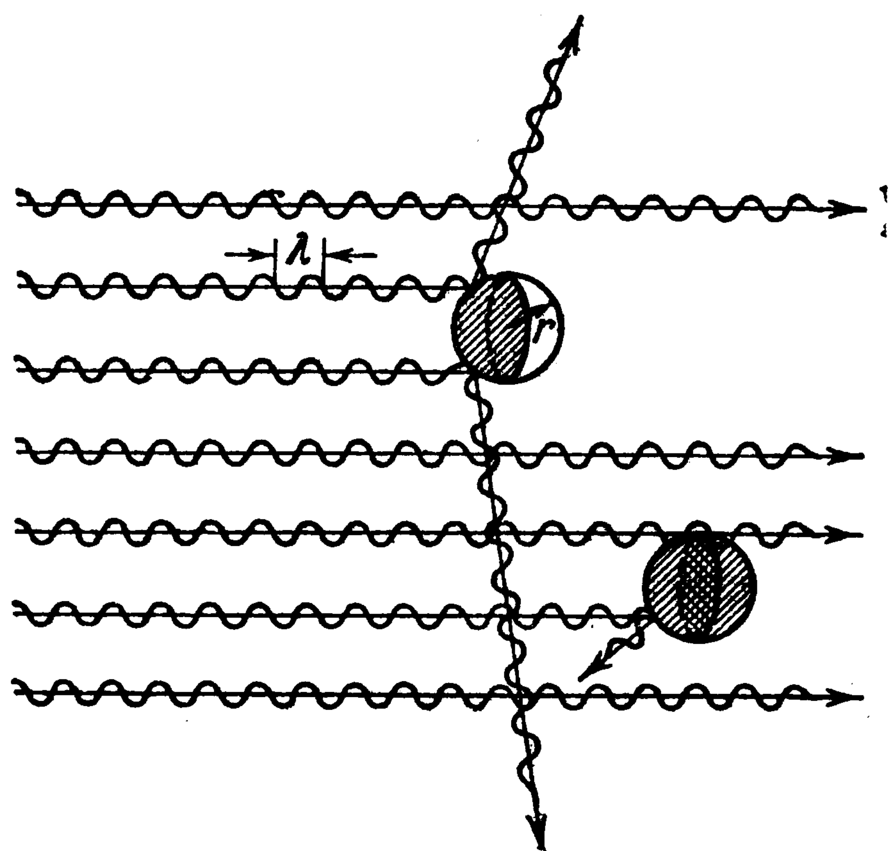


Рис. 1.113

$$\mathbf{P} = \varkappa\varepsilon_0 \mathbf{E}_{пад} = \frac{\varepsilon - 1}{k_0 4\pi} \varepsilon_0 \mathbf{E}_{пад} = \frac{n^2 - 1}{k_0 4\pi} \varepsilon_0 \mathbf{E}_{пад}, \qquad (20.2)$$

и полный дипольный момент частицы $\left(\text{с объемом } V = \frac{4}{3}\pi r^3\right)$

$$\mathbf{P}_V = V\mathbf{P} = \frac{n^2 - 1}{k_0 4\pi} \varepsilon_0 \mathbf{E}_{пад} V \qquad (20.3)$$

изменяется с той же частотой $\nu = \frac{c}{\lambda}$. Такой колеблющийся диполь излучает электромагнитные волны, интенсивность которых, как показано в т. II, § 53, пропорциональна

$$S \sim E^2 \sim (\nu^2 P_V)^2 \sim \frac{P_V^2}{\lambda^4} \qquad (20.4)$$

и различна в разных направлениях относительно оси диполя. Учитывая (20.3), имеем

$$S \sim \frac{(n^2 - 1)^2 V^2}{\lambda^4} E_{пад}^2 \sim \frac{(n^2 - 1)^2 V^2}{\lambda^4} S_{пад}. \qquad (20.5)$$

Точный расчет, произведенный Рэлеем, дает для лучистого потока, рассеянного частицами во все стороны на пути Δx:

$$\Delta\Phi_{расс} = \Phi_{пад} \frac{24\pi^3}{\lambda^4} N V^2 \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}\right)^2 \Delta x. \qquad (20.6)$$

3. Для частиц, размеры которых сравнимы с длиной волны $r \approx \lambda$, основным является дифракционное рассеяние. В этом случае коэффициент рассеяния становится весьма сложной и немонотонной функцией от n, r и λ.

Коэффициент рассеяния определяется по формуле

$$K_{расс} = \frac{1}{\Phi_{пад}} \frac{\Delta\Phi_{расс}}{\Delta x}. \qquad (20.7)$$

Перечисленные выводы показывают, что рассеяние света дымом или туманом зависит не только от массы дымообразующего

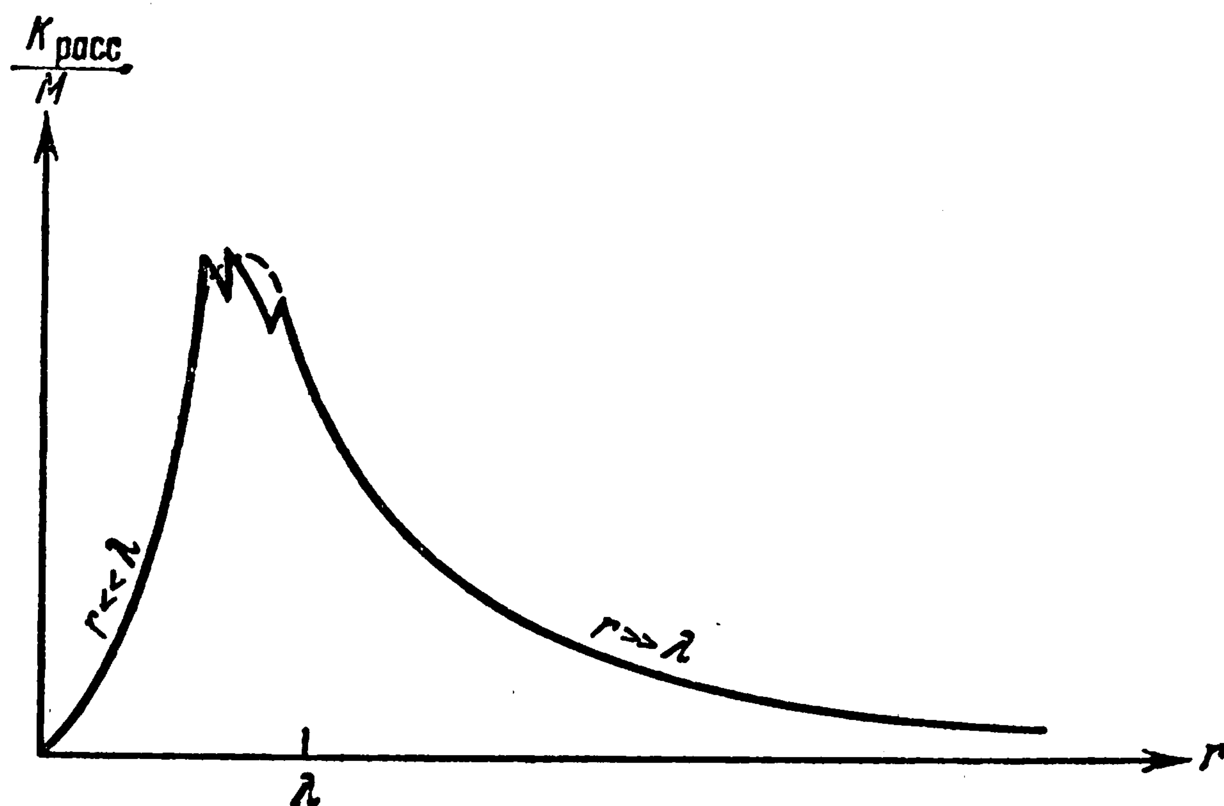


Рис. 1.114.

вещества M, приходящейся на единицу объема среды, но и от степени дробления частиц, т. е. от их радиуса r. Обозначая плотность частиц через ρ, имеем

$$M = N\rho V = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho N. \qquad (20.8)$$

Отсюда число частиц в единице объема N зависит от их среднего радиуса r:

$$N \sim \frac{M}{r^3}. \qquad (20.9)$$

Для крупных частиц в области геометрического рассеяния маскирующая способность дыма, равная коэффициенту рассеяния на единицу массы, будет согласно (20.1), (20.7) и (20.9)

$$\frac{K_{расс}}{M} = \frac{Ns}{M} \sim \frac{1}{r^3} r^2 \sim \frac{1}{r} \qquad (20.9')$$

и убывает с ростом размера частиц.

Для мелких частиц в области рэлеевского рассеяния, согласно (20.6) и (20.9),

$$\frac{K_{\text{расс}}}{M} \sim \frac{NV^2}{M} \sim \frac{1}{r^3} r^6 \sim r^3, \tag{20.10}$$

и маскирующая способность убывает с уменьшением размера частиц.

Максимальная маскирующая способность должна достигаться при промежуточных размерах частиц, т. е. в области дифракционного рассеяния. На рис. 1.114 показан примерный ход зависимости $\frac{K_{\text{расс}}}{M}$ во всех трех областях величин радиусов частиц. Сглаживая кривую в дифракционной области (пунктирная линия на рис. 1.114), мы видим, что максимум рассеяния достигается в области размеров порядка длины волны. Для видимого света это соответствует частицам с радиусом $\sim 10^{-5}$ *см*.

Дымы, состоящие из столь мелких частиц, являются довольно устойчивыми. Действительно, когда частичка такого размера оседает в спокойной атмосфере, то она падает равномерно с некоторой скоростью v, при которой ее вес $mg = \rho \frac{4}{3} \pi r^3 g$ уравновешивается силой сопротивления воздуха. Используя для расчета закон Стокса (т. I, § 28), имеем:

$$\rho \cdot \frac{4}{3} \pi r^3 g = 6\pi r \eta v,$$

откуда

$$v = \frac{2}{9} r^2 g \frac{\rho}{\eta}. \tag{20.11}$$

При $r \approx 10^{-5}$ *см*, $g = 980$ *см/сек²*, $\rho_{\text{част}} \approx 1$ *г/см³* и $\eta_{\text{возд}} \approx 2 \cdot 10^{-4}$ *г/см·сек* получаем:

$$v_{\text{осед}} \approx 10^{-4} \text{ см/сек}.$$

При столь ничтожной скорости оседания (на 1 *см* за 3 часа) перемещение облака дыма будет, в основном, определяться ветром, восходящими и нисходящими потоками в атмосфере, а не воздействием силы тяжести.

Если пропускать пучок параллельных лучей через однородную среду, например через чистую воду, то наблюдатель, расположенный сбоку, этих лучей не заметит. Наливая в воду немного одеколона, мы создадим «мутную среду» за счет образования эмульсии из мельчайших капелек одеколона в воде (аналогично молоку, являющемуся эмульсией мельчайших капелек жира в воде). Такая мутная среда начнет рассеивать свет и, тем самым, путь первоначальных лучей станет видимым сбоку (рис. 1.115). Это явление носит название эффекта Тиндаля и позволяет обнаруживать

ультрамикроскопические частицы, размер и форму которых, за их малостью ($r \ll \lambda$), непосредственным наблюдением нельзя обнаружить. В поточном методе Б. В. Дерягина, наблюдая сбоку в микроскоп воздушный поток, несущий ультрамикроскопические частицы, можно пересчитать последние по вызываемым ими вспышкам рассеянного света.

На рис. 1.115 указана поляризация света, рассеянного в направлениях, перпендикулярных к первичному пучку, характер которой был разобран выше, в § 18. Если поместить над кюветой с водой зеркало Z, то можно одновременно наблюдать рассеянные лучи, поляризованные во взаимно перпендикулярных плоскостях. Чтобы убедиться в их поляризации, исходный пучок следует пропустить через поляризатор P. Вращая этот поляризатор

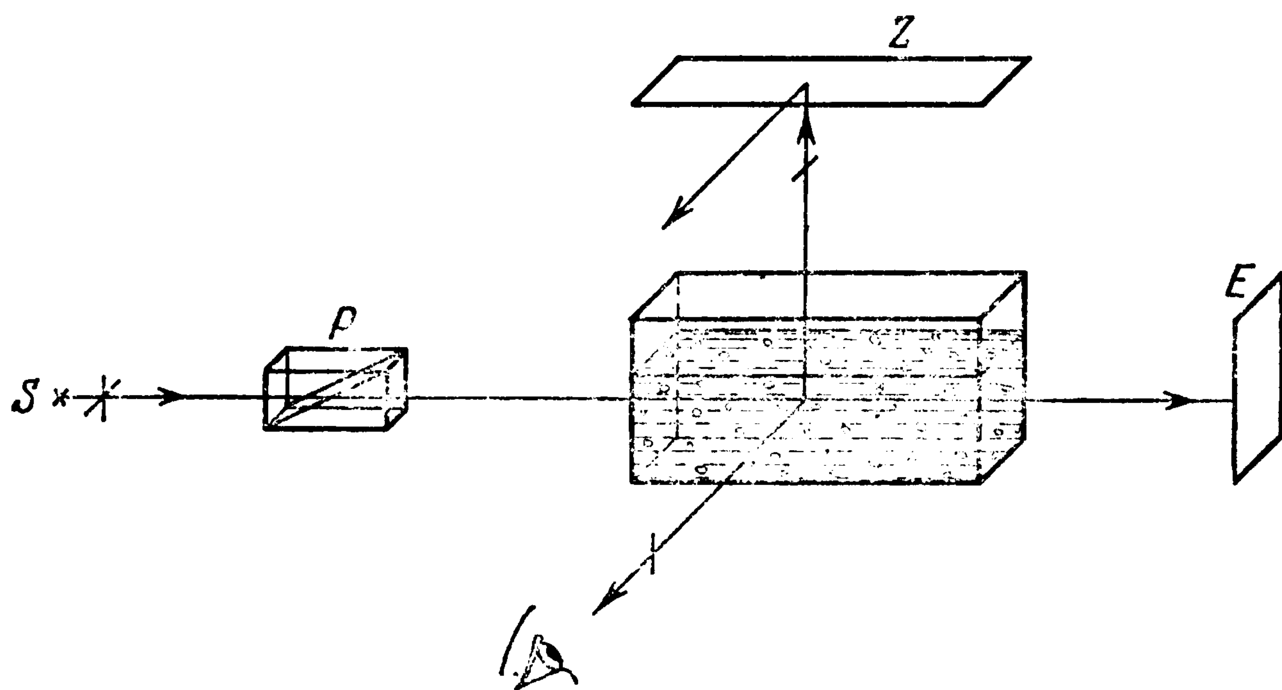


Рис. 1.115.

и исключая тем самым одно из направлений поляризации исходного пучка, можно наблюдать попеременное гашение одного из двух наблюдаемых потоков рассеянного света (от кюветы и от зеркала) с одновременным усилением другого.

Освещая кювету не монохроматическим, а белым светом, можно убедиться в справедливости закона Рэлея. В соответствии с (20.6), сильнее всего будут рассеиваться наиболее короткие волны и наблюдаемый сбоку пучок света, идущий в мутной среде, будет казаться бледно-голубым. Благодаря интенсивному рассеянию коротковолновой части, прошедший нерассеянным пучок будет относительно обогащен длинноволновым излучением, и на экране E (рис. 1.115) будет наблюдаться не белое, а красновато-желтое пятно.

Подобные же эффекты наблюдаются при рассеянии света в атмосфере, даже в отсутствие капелек тумана или значительного количества пылинок и дымовых частиц. Неоднородность самой

воздушной среды в этом случае обусловлена флуктуациями плотности за счет хаотического молекулярного движения (см. т. I, § 16). Поляризуемость и диэлектрическая восприимчивость воздуха $\varkappa$ пропорциональны его плотности и флуктуируют одновременно с последней. Как показал Л. И. Мандельштам, на этих непрерывно возникающих и распадающихся оптических неоднородностях с размерами, много меньшими λ, происходит рассеяние солнечного света. Используя пропорциональность квадратичной флуктуации числа частиц (и преломляемости среды) среднему числу последних, можно, аналогично (20.6), рассчитать суммарный коэффициент рассеяния такой среды:

$$K_{\text{фл}} = \frac{8\pi^3}{3} \frac{(\varepsilon - 1)^2}{\lambda^4 \overline{N}}, \qquad (20.12)$$

где $\overline{N}$ — среднее число молекул в единице объема.

На рис. 1.116 показано схематически рассеяние лучей Солнца C в атмосфере земли $З$. К наблюдателю A, обращенному лицом вверх, приходят только лучи, рассеянные в атмосфере, в соответствии с (20.6) и (20.12). Закон Рэлея $\left(K \sim \frac{1}{\lambda^4}\right)$ показывает, что это будут главным образом сине-фиолетовые лучи, и тем самым вполне объясняет причину **голубого цвета неба**. До наблюдателя B доходят лишь прямые, нерассеянные лучи. Во время утренней (восход) и вечерней (заход) зари прямые лучи проходят очень большой путь в атмосфере, так что сине-фиолетовая часть спектра будет практически нацело рассеяна. Именно этим обстоятельством и обусловлен **красный цвет Солнца при его закате или восходе**.

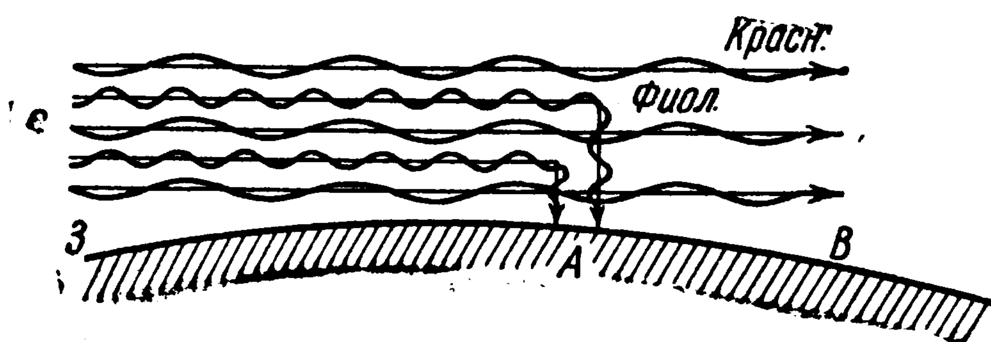


Рис. 1.116.

Рассеяние света, происходящее на флуктуациях плотности, особенно хорошо наблюдать при критической температуре газа (жидкости). В критической точке энергия молекул жидкости практически не отличается от энергии молекул пара (см. т. I, § 41). В силу этого флуктуации плотности вещества становятся очень большими и рассеяние света в среде резко возрастает. Явление носит название **критической опалесценции**. Аналогичный эффект имеет место и при смешении некоторых жидкостей. При температуре выше некоторой характерной температуры для этих жидкостей (называемой **критической температурой смешения**) жидкости полностью смеши-

ваются, образуя тем самым оптически однородную среду. При температурах ниже критической температуры смешения начинается расслоение жидкостей. При критической температуре состояние смеси таково, что легко возникают местные отклонения — расслоения и снова смешения. Эти флуктуации приводят к резкому увеличению рассеяния света, легко наблюдаемому при достижении критической температуры смешения.

Благодаря атомно-молекулярной структуре всех тел, принципиально ни одно вещество не является оптически абсолютно однородным. Размеры атомов и молекул (10^{-9}—10^{-10} *м*) весьма малы по сравнению с длинами волн видимого света (10^{-6}—10^{-7} *м*), но уже само наличие таких микронеоднородностей является причиной возникновения рассеянного света. Это так называемое молекулярное рассеяние света, в соответствии с (20.6) и (20.10), сравнительно мало интенсивно, но вполне доступно для наблюдений и измерений. Конкретные закономерности молекулярного рассеяния более тесно связаны со структурой света (см. ниже, гл. XI) и деталями строения атомов и молекул (см. в части II).

§ 21. Поглощение света

Световая волна несет с собой поток энергии электромагнитного поля. При взаимодействии с частицами вещества некоторая доля электромагнитной энергии поглощается последними и переходит в энергию колебаний электрических зарядов в атомах и молекулах. В идеальной однородной среде периодически колеблющиеся диполи излучают вторичные электромагнитные волны той же частоты, которые, интерферируя с первичной, изменяют ее фазовую скорость распространения $v=\frac{c}{n}=\frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}$, но полностью возвращают при этом всю поглощенную долю ее энергии.

В реальном теле не вся энергия колеблющихся электрических зарядов испускается обратно с электромагнитными волнами, а часть ее переходит в другие формы энергии и главным образом в тепловую. Возбужденные атомы и молекулы взаимодействуют и сталкиваются друг с другом. При этих столкновениях энергия колебаний электрических зарядов внутри атомов может переходить в энергию внешних хаотических движений атомов в целом. В металлах электромагнитная волна приводит в колебательное движение свободные электроны, которые затем при столкновениях отдают накопленный избыток энергии ионам кристаллической решетки и тем самым нагревают последнюю. В некоторых случаях энергия, поглощенная молекулой, может сконцентрироваться на определенной химической связи и полностью затратиться на

разрыв этой связи (фотохимические реакции, т. е. реакции, происходящие за счет энергии световой волны).

При наличии значительной оптической неоднородности среды (пылинки, флуктуации плотности) определенная часть электромагнитных волн, излучаемых обратно возбужденными атомами и молекулами, является некогерентной по отношению к первичным волнам и рассеивается во все стороны. В результате такого рассеяния энергия первичного пучка света постепенно уменьшается, так же как и при необратимом переходе энергии возбужденных атомов в другие формы энергии.

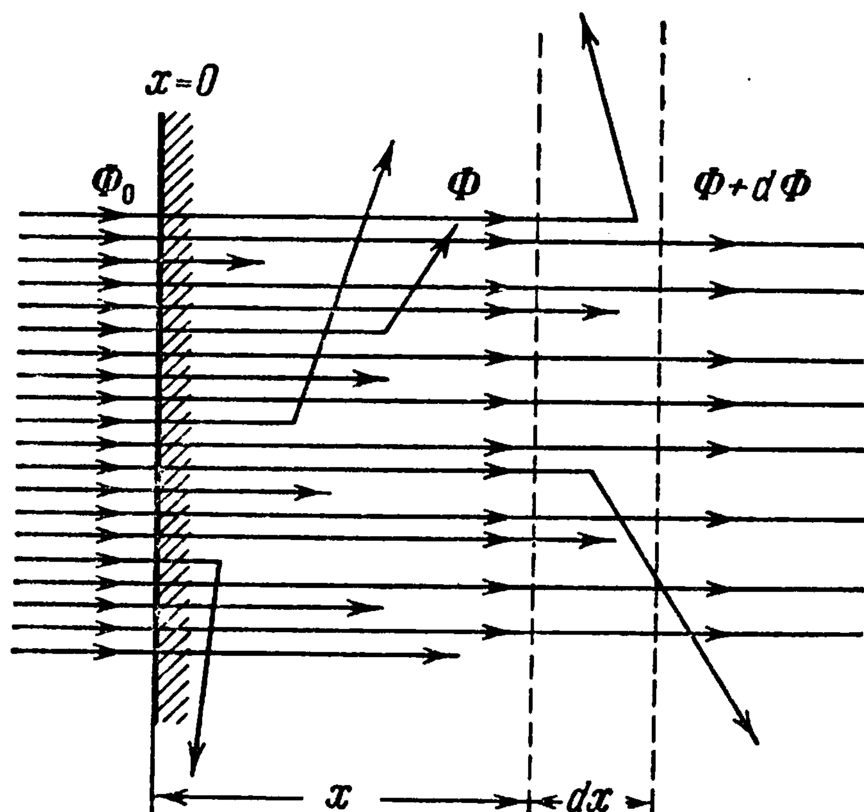


Рис. 1.117

Рассмотрим широкий пучок параллельных лучей, распространяющийся в поглощающей среде (рис. 1.117). Обозначим начальную интенсивность лучистого потока в плоскости $x = 0$ через Φ_0. Пройдя в среде путь x, лучистый поток за счет поглощения и рассеяния света ослабляется и его интенсивность $\Phi(x)$ становится меньше первоначальной Φ_0. Выделим далее участок среды толщиной dx. Интенсивность потока, прошедшего путь $x+dx$, равная $\Phi+d\Phi$, будет еще меньше, чем Φ, т. е. $d\Phi<0$. Величина $-d\Phi$ представляет собой лучистый поток, поглощенный и рассеянный на участке dx. Она, очевидно, пропорциональна толщине этого участка dx и интенсивности падающего на этот участок света $\Phi(x)$, т. е.

$$-d\Phi = K\Phi\, dx. \tag{21.1}$$

Коэффициент пропорциональности K называется **коэффициентом ослабления лучистой энергии** и зависит от конкретных свойств поглощающей среды. Величина K складывается из коэффициента «истинного» поглощения и коэффициента рассеяния

$$K = K_{\text{погл}} + K_{\text{расс}}. \tag{21.2}$$

Первый из них ($K_{\text{погл}}$) характеризует долю поглощенной лучистой энергии $\left(-\frac{d\Phi}{\Phi}\right)$ на единице длины пути ($dx=1$), перешедшей в другие формы энергии, в основном в тепловую. Второй ($K_{\text{расс}}$)

аналогичным образом характеризует долю энергии первичного пучка, унесенную с рассеянным светом во все стороны.

Разделяя переменные и интегрируя (21.1)

$$\int_{\Phi_0}^{\Phi} \frac{d\Phi}{\Phi} = -\int_0^x K dx,$$

можно найти окончательное выражение для интенсивности света, прошедшего среду определенной толщины x:

$$\Phi(x) = \Phi_0 e^{-Kx}, \quad (21.3)$$

носящее название закона Бугера — Ламберта. На рис. 1.118 приведен график этой зависимости. Коэффициент K

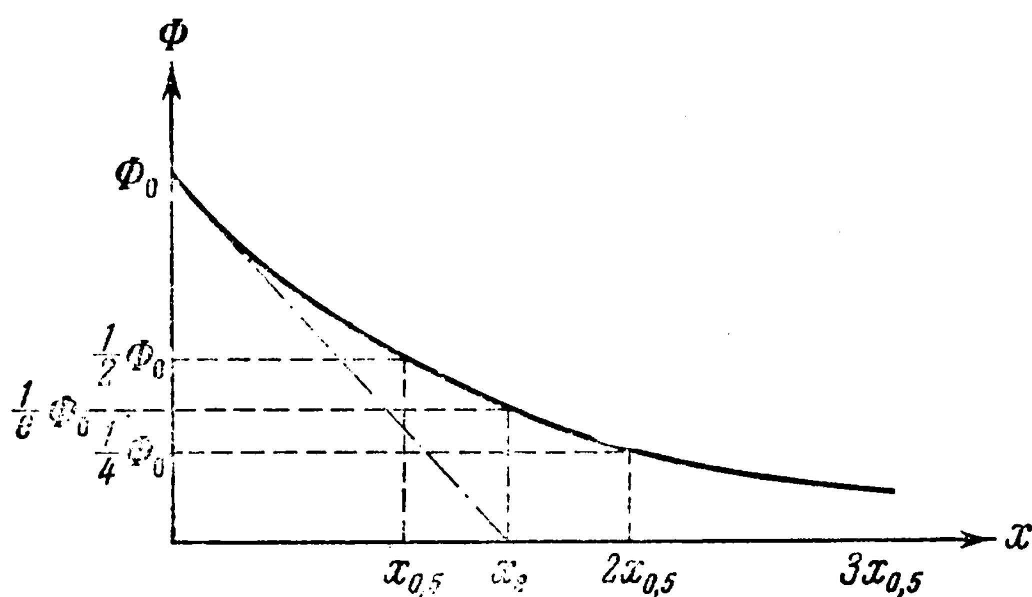


Рис. 1.118.

имеет размерность обратной длины ($м^{-1}$ или $см^{-1}$) и называется линейным коэффициентом ослабления светового потока. При $x_e = \frac{1}{K}$

$$\Phi = \Phi_0 e^{-K\frac{1}{K}} = \frac{\Phi_0}{e}, \quad (21.4)$$

т. е. величина x_e характеризует собой расстояние, на котором лучистый поток убывает в $e = 2{,}7182\ldots$ раза. На рис. 1.118 показано, что x_e одновременно характеризует расстояние, на котором свет поглотился бы полностью, если бы абсолютное поглощение ($-d\Phi$) не убывало по мере снижения интенсивности проходящего потока (Φ). На рисунке отмечена еще так называемая длина половинного ослабления $x_{0,5}$, определяемая из условия

$$\Phi_0 e^{-Kx_{0,5}} = \frac{1}{2}\Phi_0.$$

Логарифмируя это равенство, имеем

$$\ln 2 = Kx_{0,5} \ln e = Kx_{0,5}$$

и

$$x_{0,5}=\frac{\ln 2}{K}=\frac{0,693}{K}. \qquad (21.5)$$

При прохождении пути $x=x_{0,5}$ интенсивность прошедшего света убывает вдвое $\left(\Phi=\frac{1}{2}\Phi_0\right)$, при $x=2x_{0,5}$ — еще вдвое $\left(\Phi=\frac{1}{4}\Phi_0\right)$ и т. д.

Для данного вещества коэффициент ослабления K обычно пропорционален его плотности ρ. Тогда можно ввести вместо линейного массовый коэффициент ослабления

$$K_\rho=\frac{K}{\rho}\left[\frac{см^2}{г} \text{ или } \frac{м^2}{кг}\right] \qquad (21.6)$$

и преобразовать закон Бугера—Ламберта к виду

$$\Phi=\Phi_0 e^{-\frac{K}{\rho}\rho x}=\Phi_0 e^{-K_\rho \rho x}. \qquad (21.7)$$

Произведение ρx при этом характеризует массу поглощающего вещества, приходящуюся на единицу площади прошедшего пучка $\left(\frac{кг}{м^3}\cdot м=\frac{кг}{м^2}\right)$.

При поглощении света веществами, растворенными в практически не поглощающем растворителе (например, в чистой воде), коэффициент ослабления часто пропорционален концентрации растворенного вещества C

$$K_C=\frac{K}{C}=\text{const}. \qquad (21.8)$$

В тех случаях, когда эта пропорциональность выполняется, соотношение (21.8) называют законом Бера. Для таких растворов закон Бугера—Ламберта принимает вид

$$\Phi=\Phi_0 e^{-\frac{K}{C}Cx}=\Phi_0 e^{-K_C Cx}, \qquad (21.9)$$

и величина Cx характеризует количество молекул растворенного вещества, приходящееся на единицу площади прошедшего пучка. Измеряя поглощение света слоем такого раствора определенной толщины x и зная коэффициент ослабления K_C, можно отсюда найти концентрацию раствора

$$C=\frac{1}{K_C x}\ln\frac{\Phi_0}{\Phi}. \qquad (21.10)$$

Закон Бугера — Ламберта с соответствующими значениями K в принципе применим для всего диапазона электромагнитных излучений — видимого света, инфракрасных и ультрафиолетовых

лучей, радиоволн, рентгеновских и γ-лучей. Однако при его практическом применении следует учитывать, что по ряду причин он имеет лишь приближенный характер.

Во-первых, пропорциональность (21.1) между $-d\Phi$ и Φ для рассеянных лучей справедлива лишь при однократном рассеянии и для узких пучков. На рис. 1.119 показано, как в случае широкого пучка часть рассеянных лучей из боковой части пучка может дополнительно попасть на центральный приемник и как туда же попадают некоторые многократно рассеянные лучи. Эти обстоятельства особенно важно учитывать количественно для рентгеновских и γ-лучей, которые очень слабо поглощаются веществом и для которых доля рассеяния в общем ослаблении падающего пучка значительна.

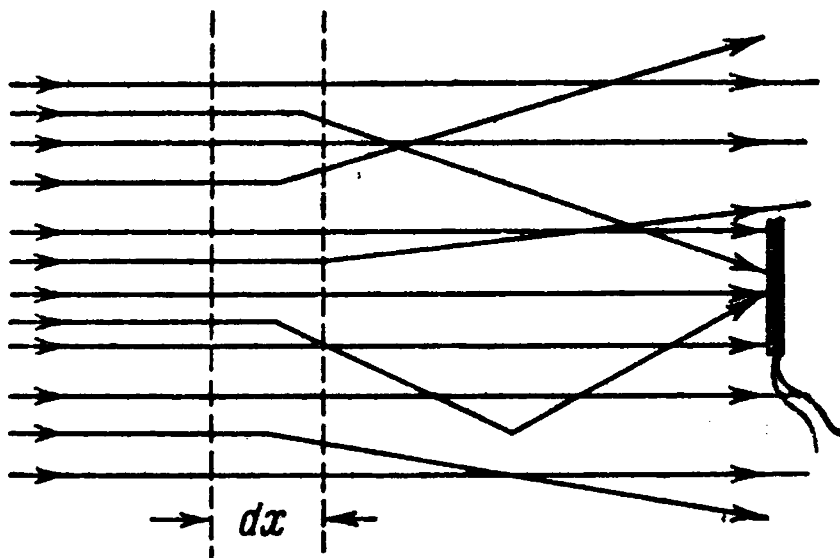


Рис. 1.119.

Во-вторых, коэффициенты поглощения и рассеяния зависят от длины волны света λ и закон Бугера — Ламберта может быть справедлив лишь для строго монохроматического излучения. Эта дисперсия величины K становится особенно сильной вблизи резонанса частоты падающего света с частотами собственных колебаний электрических зарядов в атомах. При этом резко возрастают амплитуды вынужденных колебаний зарядов и увеличивается вероятность перехода их энергии в энергию хаотического теплового движения. Таким образом, излучение различных длин волн на одном и том же пути поглощается в различной степени, а лучи с частотами, близкими к резонансной, практически поглощаются в слое очень малой толщины.

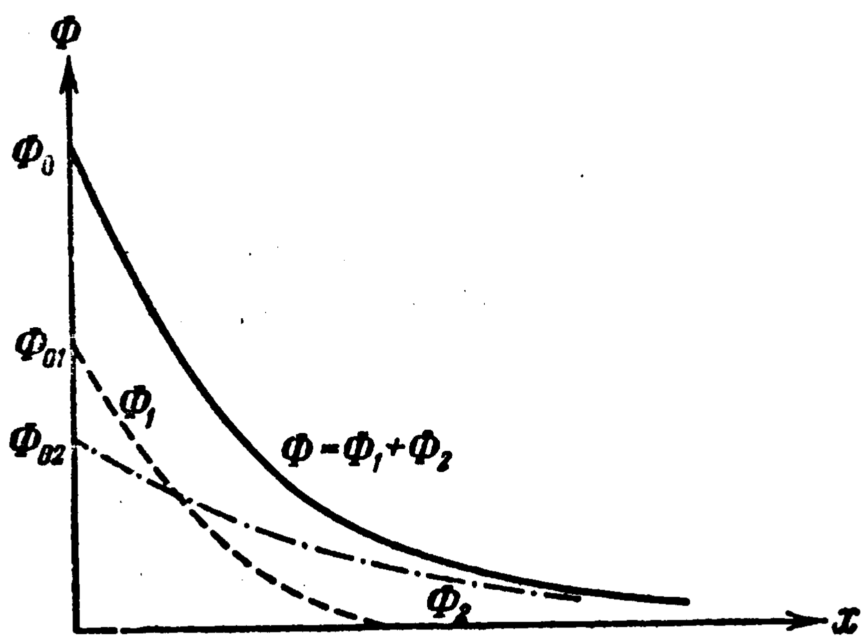


Рис. 1.120.

Для пояснения возможных осложнений вследствие дисперсии на рис. 1.120 показаны кривые поглощения излучения, состоящего из двух в различной степени поглощаемых частот: $\Phi_0 = \Phi_{01} + \Phi_{02}$ и $K_1 \gg K_2$. Поглощение каждого из потоков монохроматических

лучей показано на этом рисунке простым и двойным пунктиром, а поглощение суммарного потока — сплошной линией. Ослабление суммарного потока с толщиной

$$\Phi(x) = \Phi_{01}e^{-K_1 x} + \Phi_{02}e^{-K_2 x} \qquad (21.11)$$

происходит существенно иначе, чем в случае выполнимости простого закона Бугера — Ламберта (21.3).

Незатухающая, гармонически (т. е. по закону синуса или косинуса) колеблющаяся плоская электромагнитная волна описывается уравнением луча

$$E = E_0 \cos \omega \left(t - \frac{x}{v}\right) = E_0 \cos \omega \left(t - \frac{nx}{c}\right). \qquad (21.12)$$

Иногда, пользуясь известными соотношениями для комплексных чисел

$$e^{i\varphi} = \cos \varphi + i \sin \varphi, \qquad (21.13)$$

записывают уравнение луча в комплексной форме

$$E^* = E_0 e^{i\omega\left(t - \frac{nx}{c}\right)}. \qquad (21.14)$$

Эта символическая запись означает, что на самом деле надо брать лишь вещественную часть выражения (21.14), т. е. форму (21.12).

При громоздких расчетах процессов распространения, отражения, преломления и поглощения плоских волн удобно во всех промежуточных выкладках пользоваться не тригонометрической формой (21.12), а более удобной символической показательной формой (21.14). Лишь в самом конце, после получения окончательного результата в виде комплексного выражения, надо отбросить его мнимую часть и оставить лишь вещественную.

При такой символической записи поглощающие среды могут быть описаны введением к о м п л е к с н о г о п о к а з а т е л я п р е л о м л е н и я

$$n^* = n\,(1 - i\chi). \qquad (21.15)$$

Подставляя (21.15) в (21.14), получим уравнение волны, распространяющейся в поглощающей среде, в символической форме:

$$E^* = E_0 e^{i\omega t - \frac{i\omega n}{c} x + i^2 \frac{\omega n \chi}{c} x} = E_0 e^{-2\pi\chi \frac{x}{\lambda}} e^{i\omega\left(t - \frac{nx}{c}\right)}. \qquad (21.16)$$

При преобразованиях было учтено, что $i^2 = -1$ и в среде

$$\lambda = vT = \frac{c}{n\nu} = \frac{2\pi c}{n\omega}.$$

Переходя от символического выражения (21.16) к вещественному

$$E = E_0 e^{-2\pi\chi \frac{x}{\lambda}} \cos \omega \left(t - \frac{nx}{c}\right), \qquad (21.17)$$

мы получаем волну с затухающей, по мере продвижения, амплитудой $E_0 e^{-2\pi\chi \frac{x}{\lambda}}$. Поскольку лучистый поток пропорционален квадрату напряженности поля ($\Phi \sim E^2$), то из (21.17) следует, что интенсивность волны

убывает с расстоянием по закону:

$$\Phi(x) = \Phi_0 e^{-\frac{4\pi\chi}{\lambda}x}. \tag{21.18}$$

Полученное соотношение выражает закон Бугера—Ламберта (21.3) и связывает коэффициент поглощения K с мнимой частью показателя преломления χ:

$$K = \frac{4\pi\chi}{\lambda} = \frac{4\pi n\chi}{\lambda_0}. \tag{21.19}$$

Для металлов в случае видимого света $n\chi > 1$ и

$$x_e = \frac{1}{K} = \frac{\lambda_0}{4\pi n\chi} \ll \lambda_0, \tag{21.20}$$

т. е. свет поглощается в тонком слое, меньшем длины волны, практически нацело. В диэлектриках величина χ обычно очень мала и заметное поглощение наблюдается лишь вблизи резонансных частот (§ 6). Впрочем, для целого ряда диэлектриков резонансные частоты лежат в видимой области и такие вещества также непрозрачны для видимого света.

§ 22. Цвета тел. Спектральный состав излучения

Цвет тела представляет собой определенную субъективную характеристику лучистого потока, идущего от тела и поступающего в наш глаз. В основе ее лежит объективное свойство данного потока — его спектральный состав.

До некоторой степени аналогичные соотношения мы имели в акустике. В т. I, § 61 отмечалось, что основным физическим характеристикам звука (частота, сила звука) однозначно соответствуют определенные физиологические характеристики его восприятия (высота тона, громкость звука). В случае света по ряду причин такой однозначной связи между спектральным составом падающего излучения и вызываемым им ощущением цвета нет.

Следует отличать тела *самосветящиеся* от *несамосветящихся*. Солнце, электрическая лампа накаливания, разрядная трубка, светящаяся гнилушка, специальные светящиеся составы для покрытия циферблатов часов и других приборов,— все это примеры самосветящихся тел, в которых происходит непрерывное преобразование энергии теплового движения, электрической, химической или энергии продуктов радиоактивного распада в энергию излучаемых световых волн. Спектральный состав излучения самосветящихся тел вполне определенный и зависит от их состояния в данный момент, например от температуры накаленного тела. Постоянство спектрального состава излучения обусловливает определенный их цвет при неизменных условиях испускания.

Несамосветящиеся тела практически не излучают видимого света и в отсутствие внешнего источника представляются нам просто черными. Эти тела могут направлять в наш глаз лучистый поток, идущий от какого-нибудь светящегося источника,— отраженный от их поверхности, рассеянный ими или прошедший сквозь их толщу. Спектральный состав этого потока будет зависеть как от спектрального состава падающего на тело внешнего излучения, так и от способности тела в различной степени отражать и поглощать разные участки этого спектра. Поэтому цвет несамосветящегося тела зависит не только от его оптических свойств, но и от того, каким светом оно освещается. Так, например, если данное тело способно отражать только лучи красного цвета, то при освещении его зелеными лучами оно не будет ничего отражать и представится нам просто черным. Если же это тело освещать белым светом, содержащим в своем составе красные лучи, то оно отразит только последние и будет представляться нам красным.

Количественной характеристикой лучистого потока Ф является полная энергия, переносимая им через единицу площади за единицу времени (*вт/м*², см. § 4). Эта энергия представляет собой сумму энергий, переносимых электромагнитными колебаниями различных длин волн λ. При этом глазом воспринимается лишь энергия волн видимого света, длины которых лежат в интервале от $\lambda_{\text{фиол}} \approx 400$ *нм* до $\lambda_{\text{красн}} \approx 760$ *нм*.

Разделим весь этот интервал на элементарные участки от λ до $\lambda + d\lambda$. Лучистый поток $d\Phi_\lambda$, переносимый электромагнитными волнами, длины которых лежат в данном участке, пропорционален его ширине $d\lambda$:

$$d\Phi_\lambda = f(\lambda)\, d\lambda. \tag{22.1}$$

Коэффициент пропорциональности $f(\lambda)$, представляющий собой лучистый поток, приходящийся на единицу интервала длин волн, различен в разных участках спектра. Такая кривая спектрального состава для некоторого конкретного излучения нарисована на рис. 1.121 в координатах $f(\lambda)$ и λ. Площадь заштрихованной накрест полоски $f(\lambda)d\lambda$ изображает величину элементарного лучистого потока в данном интервале длин волн $d\Phi_\lambda$. Полный лучистый поток в видимой области количественно определяется интегралом

$$\Phi_{\text{вид}} = \int\limits_{\lambda_{\text{фиол}}}^{\lambda_{\text{красн}}} d\Phi_\lambda = \int\limits_{\lambda_{\text{фиол}}}^{\lambda_{\text{красн}}} f(\lambda)\, d\lambda, \tag{22.2}$$

а на рис. 1.121 изображается суммарной заштрихованной площадью. Пунктиром на том же рисунке показано продолжение

кривой распределения спектрального состава $f(\lambda)$ в область невидимых глазом ультрафиолетовых и инфракрасных лучей.

Форма кривой спектрального распределения $f(\lambda)$ зависит от природы излучающего тела и его состояния.

Возбужденные атомы (одноатомные газы He, Ne, пары некоторых металлов — Na, Hg) испускают линейчатые спектры.

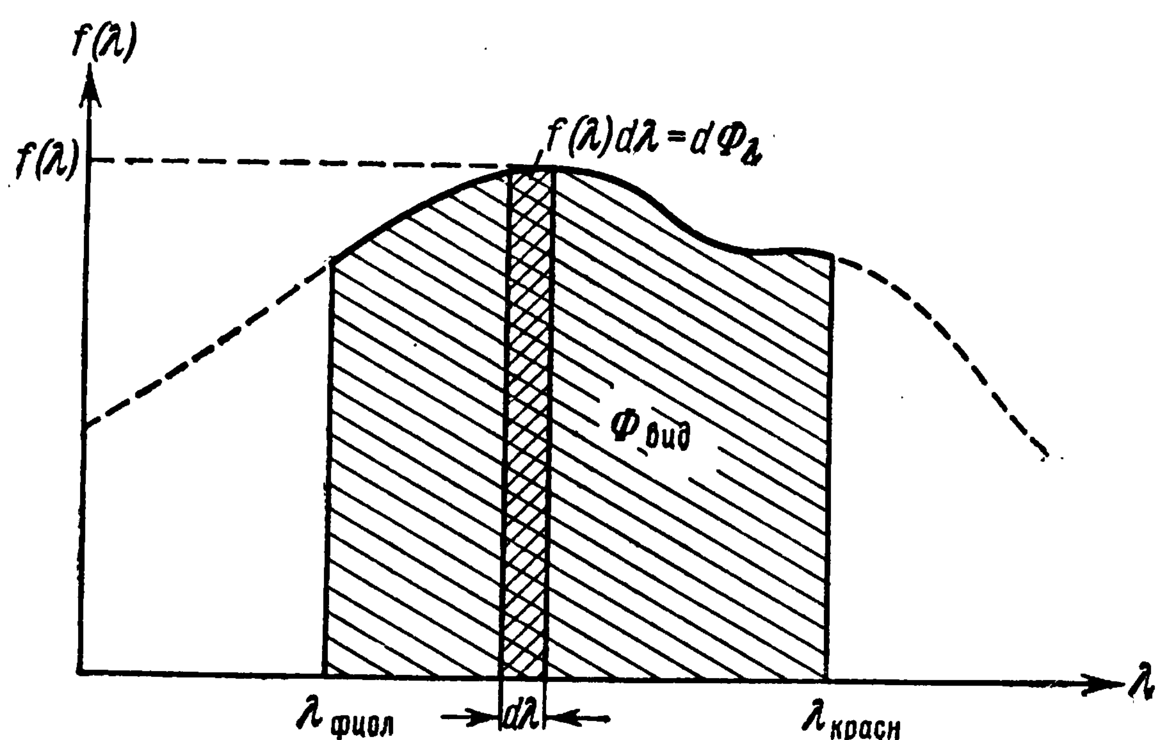


Рис. 1.121.

На рис. 1.122 изображен спектральный состав света, излучаемого парами натрия, возбужденными в электрической дуге. Этот спектр состоит из двух очень узких, близких друг к другу интенсивных линий, расположенных в желтой части спектра.

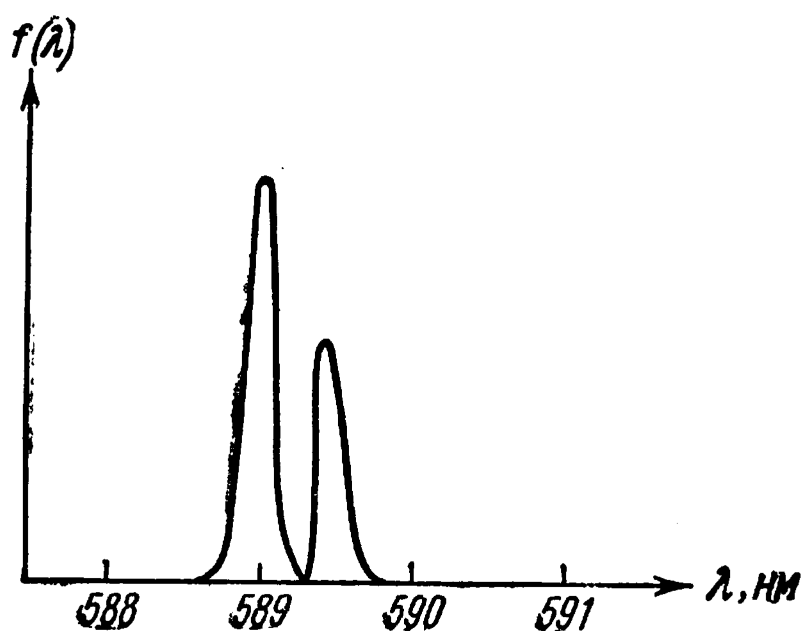


Рис. 1.122.

Возбужденные молекулы испускают полосатые спектры. Серии очень близких линий группируются на отдельных участках спектра и заполняют целые полосы, как показано на рис. 1.123.

Накаленные твердые тела испускают сплошной спектр типа, изображенного на рис. 1.121. С возрастанием температуры интенсивность излучения разных участков возрастает в различной степени и меняется вся форма кривой $f(\lambda)$. Подробнее к этому вопросу мы вернемся ниже, в гл. IX.

Таким образом, спектральный состав видимого излучения характеризуется не одним каким-либо числом, а всей функцией

$f(\lambda)$, т. е. бесчисленным множеством ее значений при всех длинах видимых волн

$$\lambda_{\text{фиол}} \leqslant \lambda \leqslant \lambda_{\text{красн}}. \qquad (22.3)$$

Функцию $f(\lambda)$ можно количественно измерить, пропуская излучение через спектральный аппарат (призму, дифракционную решетку) и пространственно разделяя лучи различных длин волн. Однако в наш глаз все эти лучи приходят совместно и вызывают в нем ощущение одного определенного цвета.

Слуховой аппарат человека представляет собой анализатор, состоящий из большого числа элементов, настроенных в резонанс, воспринимающих и выделяющих отдельные частоты акустических колебаний (тона). Такая структура органов слуха возникла вследствие того, что в природе звучащие тела в значительной степени совершают гармонические колебания с определенными собственными частотами и издают звуки определенных тонов.

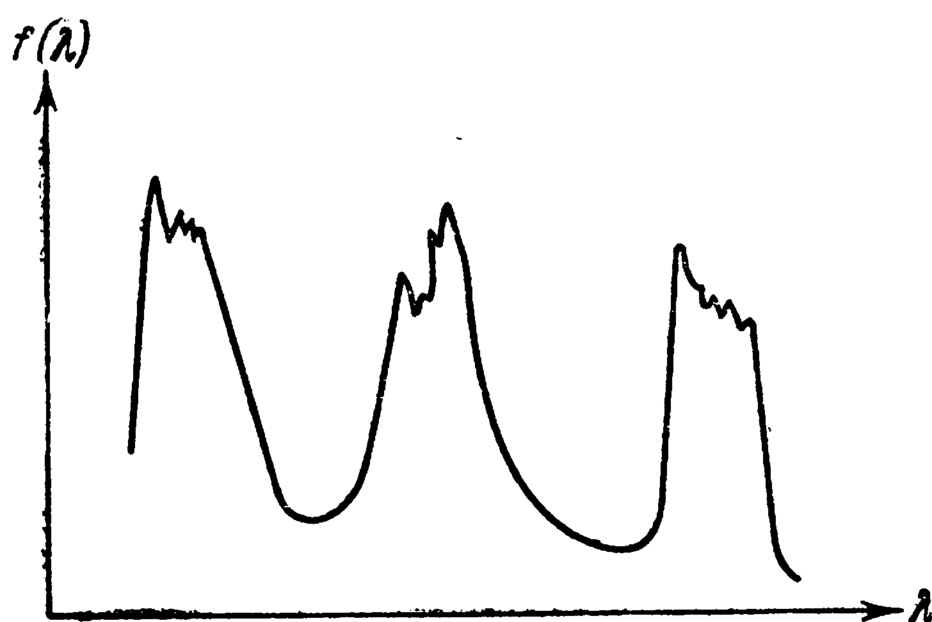


Рис. 1.123.

Спектральный состав солнечного излучения, доходящего через атмосферу до Земли, имеет характер, близкий к изображенному на рис. 1.121, изменяется в зависимости от времени суток и атмосферных условий и не представляет собой совокупности небольшого числа отдельных монохроматических волн. В силу этих условий эволюция органов зрения пошла по пути, отличающемуся от эволюции органов слуха, и основные светочувствительные элементы глаза (колбочки и палочки) не являются анализаторами, настроенными в резонанс с определенными частотами излучения. Приходящий от определенного участка тела в наш глаз лучистый поток данного спектрального состава, определяемого видом функции $f(\lambda)$, вызывает определенные химические превращения зрительного пурпура и создает в мозгу единое впечатление цвета данного участка. При этом, ввиду определенных физиологических свойств глаза, связь между спектральным составом излучения и ощущением определенного цвета неоднозначна. Так, например, на рис. 1.124 изображены четыре различных спектральных распределения — линейчатых и сплошных,— вызывающих, как показывает опыт, одинаковое цветовое

ощущение. (По оси ординат откладываются относительные интенсивности.)

Цветовое зрение играет огромную роль в различении многочисленных деталей предметов. В художественной и красочной промышленности существенно воспроизводить вполне определенные

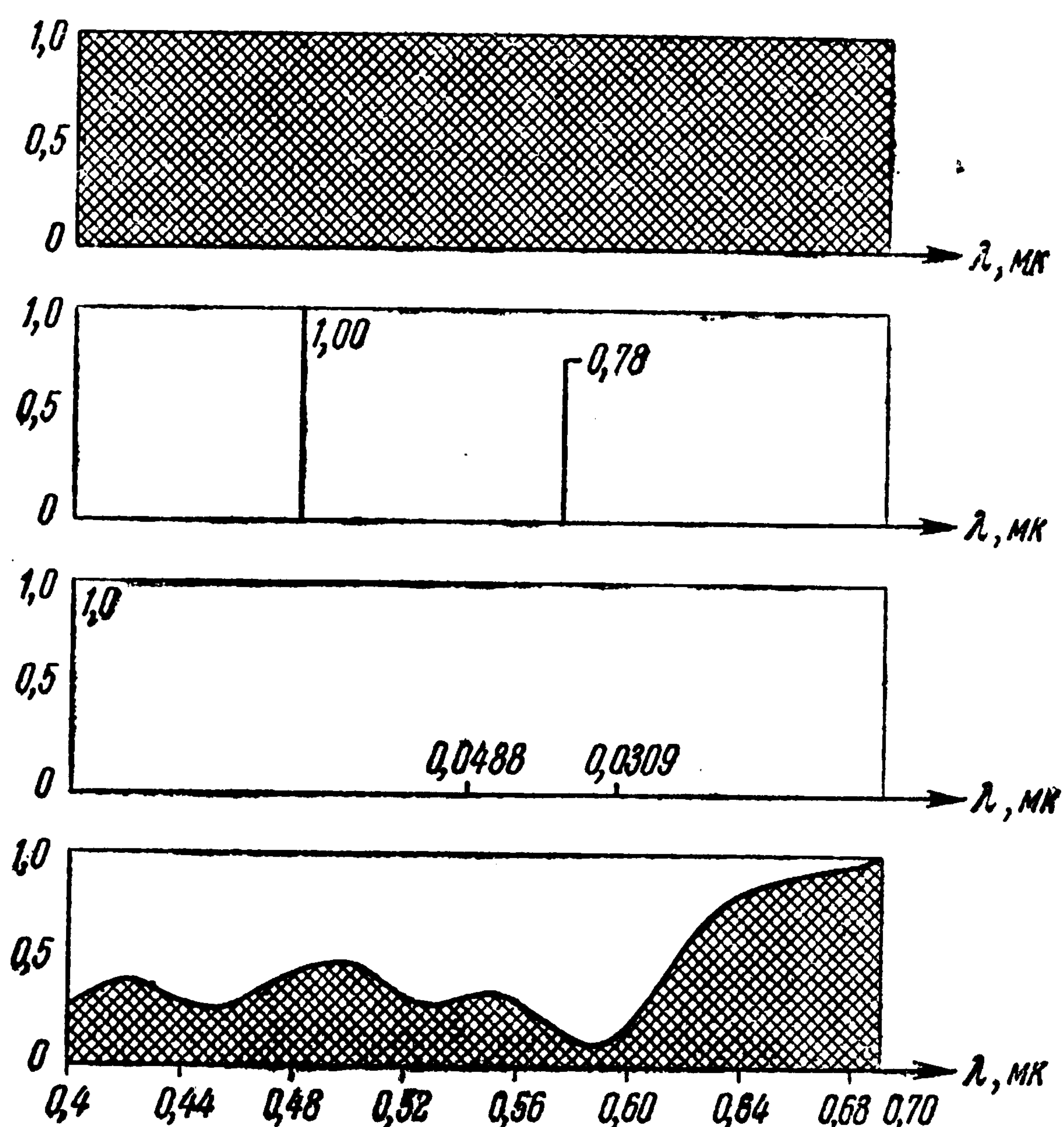


Рис. 1.124.

цвета и оттенки и давать их количественные характеристики. Для качественного и количественного химического анализа применяются различные цветовые реакции. Все эти обстоятельства настоятельно требовали дать количественные характеристики цветовых ощущений и тем самым дать настоящую научную базу цветоведению и цветовым измерениям (колориметрии).

Детальный механизм цветового зрения не установлен до настоящего времени. Экспериментальные определения в колориметрии, так же как и в фотометрии, основаны на визуальном сравнении двух соседних окрашенных полей зрения. Если глаз перестает различать границу между обоими полями, то оба цвета одинаковы. Имея в своем распоряжении альбомы цветов, содержащие сотни перенумерованных оттенков, колористы имеют возможность сопоставлять и точно указывать нужные цвета.

Подробные измерения показали, что, имея в своем распоряжении три каких-либо цвета, выбранных за основные (например, синий, желтый и красный), можно их смешением получить любой другой цвет. Если обозначить основные цвета через X, Y и Z, то любой цвет T представляется их суммой с определенными коэффициентами

$$T = xX + yY + zZ. \tag{22.4}$$

Вводя оси координат X, Y, Z, можно тогда данный цвет T изобразить точкой с координатами (x, y, z) в трехмерном пространстве. В этом смысле говорят, что цветное зрение имеет три измерения. Эта трехмерность цветного зрения широко используется в цветной фотографии и телевидении и, по-видимому, связана с наличием трех типов воспринимающих цвета компонент зрительного пурпура и определенным характером объединения в мозгу раздражений окончаний зрительного нерва.

Как показывает рис. 1.124, для воспроизведения одного из основных цветов нет необходимости выделять строго монохроматическую волну, а можно пользоваться любым из спектральных распределений, создающих одинаковое цветовое ощущение. Следует также отметить, что чисто монохроматические световые волны (цвета радуги) не исчерпывают всех возможных цветов, определяемых уравнением (22.4). Комбинируя, согласно этому правилу, три основных цвета, X, Y и Z, можно получать пурпурные цвета, не соответствующие ни одному из цветов радуги.

ГЛАВА VIII

ОПТИКА ДВИЖУЩИХСЯ ТЕЛ И ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

§ 23. Принцип относительности в классической механике и проблема эфира

Нельзя ли придать понятию скорости абсолютное значение? Классическая механика отвечала отрицательно на этот вопрос. Но он возник опять в связи с развитием оптики и электродинамики.

Как ставилась проблема в механике?

Основной закон классической механики (механики Галилея — Ньютона) устанавливает связь между массой материальной точки m, испытываемым ею ускорением $\mathbf{w}=\frac{d\mathbf{v}}{dt}$ и действующей на нее силой $\mathbf{F}$:

$$m\frac{d\mathbf{v}}{dt}=\mathbf{F}. \qquad (23.1)$$

Здесь $\mathbf{v}$ есть скорость материальной точки, отсчитываемая в некоторой системе отсчета с координатными осями XYZ (рис. 1.125).

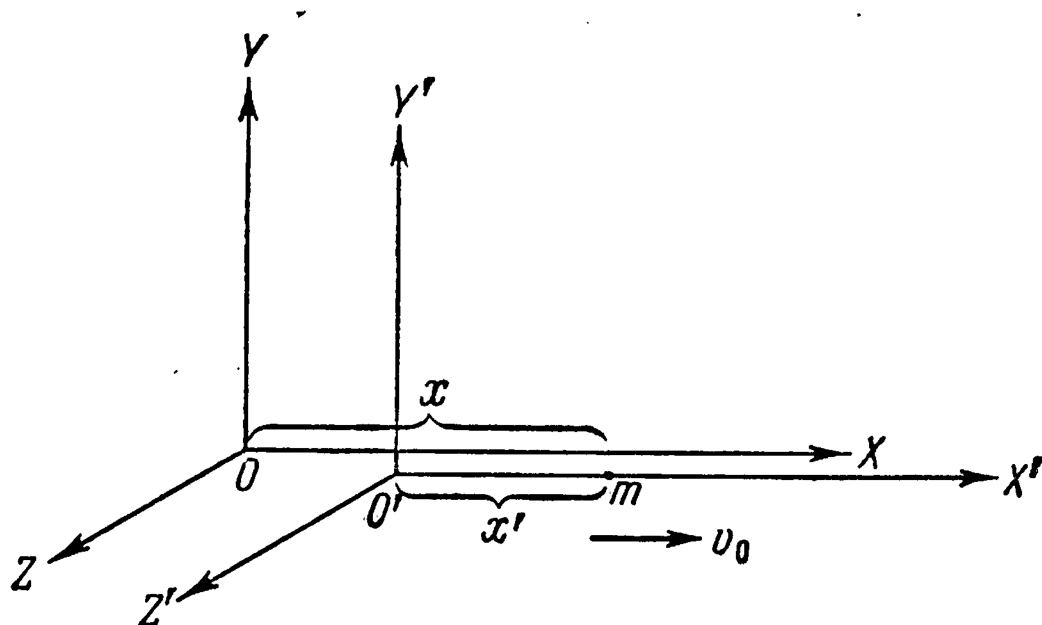


Рис. 1.125.

Рассмотрим другую систему отсчета с координатными осями $X'Y'Z'$, движущуюся относительно первой с некоторой постоянной

скоростью $\mathbf{v}_0$ вдоль оси OX:

$$\mathbf{v}_0 = \text{const}. \tag{23.2}$$

Скорость точки m относительно новой системы отсчета $\mathbf{v}'$ есть вектор, равный разности векторов $\mathbf{v}$ и $\mathbf{v}_0$:

$$\mathbf{v}' = \mathbf{v} - \mathbf{v}_0. \tag{23.3}$$

Дифференцируя (23.3) и учитывая (23.2), получаем, что

$$\frac{d\mathbf{v}'}{dt} = \frac{d\mathbf{v}}{dt}, \tag{23.4}$$

т. е. ускорение точки, измеренное в движущейся системе $X'Y'Z'$, в точности такое, как и в «неподвижной» системе XYZ. Подставляя (23.4) в (23.1), можно убедиться, что второй закон Ньютона в движущейся системе

$$m\frac{d\mathbf{v}'}{dt} = \mathbf{F} \tag{23.5}$$

имеет точно такой же вид, как и в исходной (23.1), поскольку в классической механике масса тела считалась неизменной (m=const), а сила $\mathbf{F}$ в обеих системах принималась одинаковой.

В частном случае отсутствия внешней силы ($\mathbf{F}=0$) материальная точка в исходной системе находится в покое или движется с постоянной скоростью ($\mathbf{v}$=const) равномерно и прямолинейно. Такое движение называется инерциальным. Из (23.3) и (23.2) тогда следует, что и в новой системе она будет двигаться по инерции ($\mathbf{v}'=\mathbf{v}-\mathbf{v}_0$=const).

Системы отсчета XYZ и $X'Y'Z'$, в которых основной закон динамики имеет соответственно вид (23.1) и (23.5), движущиеся друг относительно друга равномерно и прямолинейно ($\mathbf{v}_0$=const), называются инерциальными системами. Сопоставляя (23.1) с (23.5), мы видим, что основной закон движения классической механики одинаков во всех инерциальных системах. Одинаковы будут во всех инерциальных системах и все его следствия.

Это положение — *законы механики одинаковы во всех инерциальных системах* — носит название принципа относительности Галилея.

Обозначим координаты движущейся точки в исходной системе отсчета XYZ (рис. 1.125) в некоторый момент времени t через x, y и z; координаты этой же точки во второй инерциальной системе $X'Y'Z'$ в тот же самый момент времени $t'=t$ — соответственно через x', y' и z'. Ординаты и аппликаты точки в обеих системах

одинаковы, а абсциссы равномерно смещаются друг относительно друга со скоростью v_0, т. е.

$$\left.\begin{array}{ll} x' = x - v_0 t, & x = x' + v_0 t, \\ y' = y, & y = y', \\ z' = z, & z = z', \\ t' = t, & t = t'. \end{array}\right\} \qquad (23.6)$$

Соотношения (23.6) связывают между собой координаты и время произвольной материальной точки в инерциальных системах отсчета S и S' и носят название преобразований Галилея*).

Из принципа относительности Галилея следует, что в рамках механики понятие скорости не может иметь абсолютного смысла. Понятие системы отсчета абсолютно покоящейся или абсолютно движущейся лишено смысла. В рассмотренном выше примере бессмысленно ставить вопрос — какова же «на самом деле» скорость рассматриваемой материальной точки: $\mathbf{v}'$ или $\mathbf{v}$. Обе координатные системы (XYZ) и ($X'Y'Z'$) динамически совершенно равноправны **), ни одна из них не может быть выделена как преимущественная, в которой скорости мог бы быть придан абсолютный смысл. Физический смысл имеет лишь понятие относительной скорости, скорости одних систем отсчета или тел относительно других систем отсчета или тел.

Однако нет ли возможности придать абсолютный смысл понятию скорости, выйдя за рамки механики? Если существует эфир как всепроникающая материальная среда, носительница электромагнитных возмущений и, в частности, световых волн, то скорости (покою) может быть придан абсолютный смысл, как скорости (покою) по отношению к эфиру. Система отсчета, связанная с эфиром, получит преимущественное значение по сравнению со всеми другими инерциальными системами, и скорость материальной точки в этой системе будет являться абсолютной скоростью точки в пространстве. То обстоятельство, что природа эфира непонятна, не является существенным для данной частной задачи. Вопрос о скорости перемещения тел по отношению к эфиру имеет непосредственный физический смысл, независимо от природы эфира и его частных свойств. Если это так, то должны существовать

---

*) При произвольном направлении осей и произвольном направлении вектора скорости преобразование Галилея, дающее переход от одной инерциальной системы к другой, имеет вид $\mathbf{r}' = \mathbf{r}_0 - \mathbf{v}_0 t$. Упрощенный вид преобразований Галилея (23.6), обусловленный простейшим выбором направлений осей, момента начала отсчета времени и направления вектора скорости, не снижает общности последующих рассуждений.

**) То есть законы динамики в них имеют один и тот же вид и все механические явления протекают одинаково.

способы измерения этой абсолютной скорости или, как было принято говорить, обнаружения «эфирного ветра».

Поиски эфирного ветра и изучение всех связанных с этим вопросом проблем сыграли огромную роль в развитии физики. Отрицательный результат этих поисков привел к коренному пересмотру понятий пространства и времени, реализованному в созданной Эйнштейном теории относительности (1905 г.). Первые фундаментальные результаты в этом направлении были получены при изучении электродинамических и оптических явлений. Затруднения электродинамики движущихся тел уже отмечались в т. II, § 39. В следующих же параграфах мы остановимся на оптических проблемах, связанных с эфиром.

§ 24. Оптика движущихся сред и проблема эфира

Волновая теория света привела к возникновению в физике понятия об эфире как о всепроникающей среде, в которой могут распространяться упругие возмущения и волны. Эта среда должна обладать ничтожно малой плотностью, чтобы не создавать заметного сопротивления движению небесных тел, не обнаруженного многовековыми наблюдениями астрономов.

Установленная при изучении поляризационных явлений поперечность световых волн заставила считать эфир несжимаемым и способным испытывать лишь упругие деформации сдвига. Обозначая через G модуль сдвига и ρ — плотность эфира, получаем (т. 1, § 56) для скорости света выражение

$$c=\sqrt{\frac{G}{\rho}}. \tag{24.1}$$

Свет распространяется не только в пустоте, но проходит через различные прозрачные тела (стекло, вода, воздух и т. д.). Следовательно, эфир заполняет не только межпланетное пространство, но и заключен внутри тел. Скорость света в среде меньше его скорости в пространстве между телами. Следовательно, свойства эфира в телах изменяются. Воздействуя на заключенный внутри них эфир, тела уменьшают его упругость G или увеличивают его плотность ρ.

Таковы вкратце основные представления о свойствах мирового эфира, якобы объяснявшие большинство оптических явлений.

Возникновение электромагнитной теории света не изменило существа проблемы. Один из основоположников теории электромагнетизма — Фарадей — представлял себе электрическое и магнитное поля как определенного рода деформации эфира. Максвелл, отказавшись от попыток построения механической модели эфира,

рассматривал объединенные им уравнения электромагнитного поля как уравнения, описывающие свойства этого эфира.

Таким образом, в электромагнитной теории изменились лишь частности, но осталось неприкосновенным основное представление о существовании эфира, заполняющего все мировое пространство вне и внутри тел.

Итак, примем, что свет распространяется в эфире. Если это предположение справедливо, то при движении источника, наблюдателя или прозрачного тела световой сигнал по отношению к ним будет распространяться иначе, чем по отношению к неподвижным телам. Измеряя пути и времена распространения сигналов в движущихся системах, можно было бы определить абсолютную скорость их движения по отношению к эфиру. Разберем три группы подобных оптических явлений.

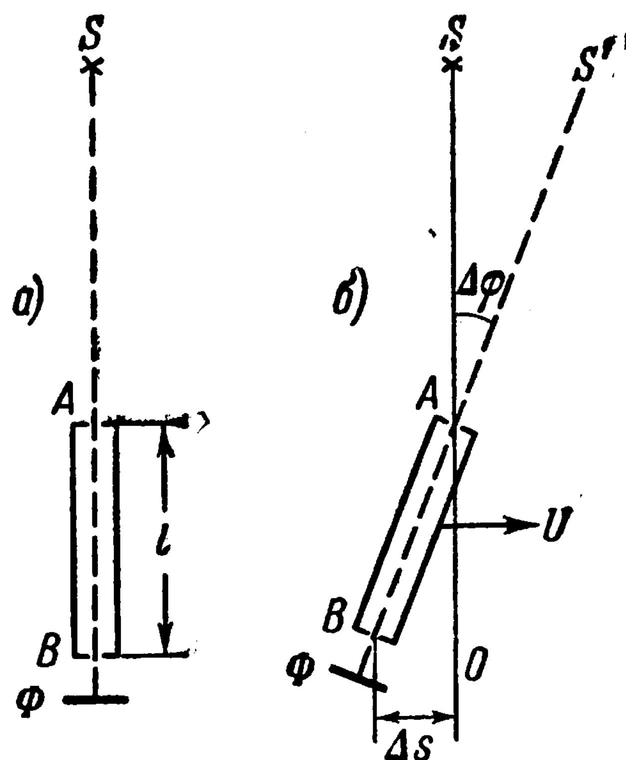


Рис. 1.126.

1. Звездная аберрация. Рассмотрим, во-первых, как сказывается движение по отношению к лучу света на видимом положении источника света. Впервые на этот эффект обратил внимание Брадлей (1728 г.) при наблюдении смещений звезд на небесной сфере, вызванных годичным движением Земли.

Пусть луч света распространяется от звезды S к входному отверстию телескопа A (для простоты телескоп изображен в виде трубы с входным и выходным отверстиями A и B). На рис. 1.126, *а* представлен случай, когда телескоп неподвижен либо движется вдоль луча света. Как видно из рисунка, луч света, пройдя последовательно сквозь отверстия A и B, достигнет фотопластинки Φ и даст на ней след. На рис. 1.126, *б* представлен случай, когда телескоп движется перпендикулярно к лучу света со скоростью U. Луч света распространяется вдоль прямой SAO. Если бы ось телескопа была параллельна этой прямой, то свет, прошедший в отверстие A, не прошел бы отверстия B: отверстие B совпадало бы с O в момент прохождения света через A. Но за время движения света вдоль трубы отверстие B сместилось бы от точки O вправо. При длине трубы l и скорости света в ней c время прохождения светом трубы Δt равно

$$\Delta t = \frac{AO}{c} \approx \frac{l}{c}; \qquad (24.2)$$

последнее равенство имеет место в силу крайней малости угла $\Delta\varphi$.

Величина смещения Δs при скорости трубы U равна

$$\Delta s = U\Delta t \approx \frac{Ul}{c}. \qquad (24.3)$$

Для того чтобы свет, прошедший через A, прошел затем B, нужно наклонить трубу так, чтобы в момент прохождения света через A точка B отстояла от O на Δs слева, как это показано на рис. 1.126,*б*. В этом случае идущий сверху луч света и движущееся слева отверстие B одновременно сойдутся в точке O и на фотопластинке будет получен след звезды.

В рассматриваемом случае ось телескопа оказывается наклонной к истинному направлению луча света SAO под углом $\Delta\varphi$. В силу малости этого угла (так как всегда $U \ll c$) можем считать $\Delta\varphi \approx \sin\Delta\varphi \approx \operatorname{tg}\Delta\varphi$. Поэтому

$$\Delta\varphi = \frac{\Delta s}{l} = \frac{Ul}{cl} = \frac{U}{c}. \qquad (24.4)$$

Звезда, расположенная на небесной сфере в направлении AS, будет в результате движения телескопа видима в направлении AS' под углом $\Delta\varphi = \frac{U}{c}$ к истинному положению.

Через полгода вектор орбитальной скорости Земли меняет знак, следовательно, меняет знак и угол $\Delta\varphi$. Измеряя отклонения положений звезд, обусловленные рассмотренным эффектом, Брадлей нашел для скорости света величину, весьма близкую к истинной: $c = 303\,000$ *км/сек*.

Отметим сразу же, что возможность наблюдения аберрации звезд обусловлена не истинной скоростью Земли относительно звезд или эфира, а только изменением направления скорости Земли.

В самом деле, какое положение звезды на небесной сфере мы можем отметить как истинное, не обусловленное аберрацией? Единственное, что можно отметить, это изменение аберрации, обусловленное изменением скорости самой Земли при ее движении по орбите.

Наличие аберрации можно объяснить и с корпускулярной, и с волновой точек зрения. Но результаты объяснения будут различны.

Корпускулярная теория. Свет есть поток корпускул, покидающих источник света со скоростью c по отношению к нему. К ним применим закон сложения скоростей. По результатам аберрации можно, следовательно, определить относительную скорость источника света и наблюдателя. Понятие абсолютной скорости смысла не имеет. Принцип относительности Галилея остается в силе.

Волновая теория. Для ее интерпретации пригоден тот же рис. 1.126, но только вдоль прямой SAO следует представить себе не поток летящих корпускул, но узкий (однако не искаженный в отверстии A дифракцией) поток волн. Отличие в трактовке будет в следующем. Волны, покидающие источник, распространяются в несущей среде в соответствии с ее свойствами. Их скорость по отношению к среде (эфиру) постоянна и не зависит от скорости источника. Аберрация определяется *скоростью телескопа по отношению к эфиру*. Абсолютная скорость (скорость по отношению к эфиру) имеет смысл. Принцип относительности оказывается неверным.

2. *Эффект Доплера.* Акустический эффект Доплера рассмотрен в т. I, § 57. В случае движения вдоль одной прямой имеем следующее. Пусть ν_0—частота источника волн, v — скорость волн относительно несущей среды, $u_н$ — величина скорости наблюдателя относительно среды, $u_и$—величина скорости источника волн относительно среды. В приводимой формуле верхний знак (в числителе и знаменателе) берется, если при движении наблюдателя или источника происходит их сближение, нижний знак отвечает удалению, ν — наблюдаемая частота:

$$\nu = \nu_0 \frac{v \pm u_н}{v \mp u_и}. \tag{24.5}$$

Если скорости наблюдателя $u_н$ и источника $u_и$ относительно среды много меньше v, т. е. если

$$\frac{u_н}{v} \ll 1, \quad \frac{u_и}{v} \ll 1, \tag{24.6}$$

формула (24.5) упрощается. С точностью до членов второго порядка относительно малых величин (24.6) имеем:

$$\nu = \nu_0 \left(1 \pm \frac{u_н + u_и}{v}\right). \tag{24.7}$$

Обозначая через u величину относительной скорости сближения наблюдателя и источника $u = u_н + u_и$, получаем:

$$\nu = \nu_0 \left(1 \pm \frac{u}{v}\right), \tag{24.8}$$

где знак плюс берется при сближении, минус — при взаимном удалении источника и наблюдателя. Таким образом, в случае (24.6), т. е. малых скоростей источника волн и наблюдателя, эффект Доплера позволяет установить лишь относительную их скорость, но не скорость по отношению к среде.

Пулковскому астроному А. А. Белопольскому принадлежит идея использовать эффект Доплера для измерения относительных

лучевых (т. е. направленных по лучу зрения) составляющих вектора скорости звезд. Для этого нужно было установить, имеет ли место эффект Доплера в оптике, и проверить применимость формулы (24.8). Опыт в земных условиях был поставлен Белопольским в 1900 г. Белопольский увеличил эффективную скорость источника за счет многократного отражения света от движущихся зеркал.

Схема прибора изображена на рис. 1.127. Два колеса с укрепленными на них зеркалами Z вращаются в противоположных направлениях с большой скоростью. Источник света S неподвижен. Если линейная скорость зеркал

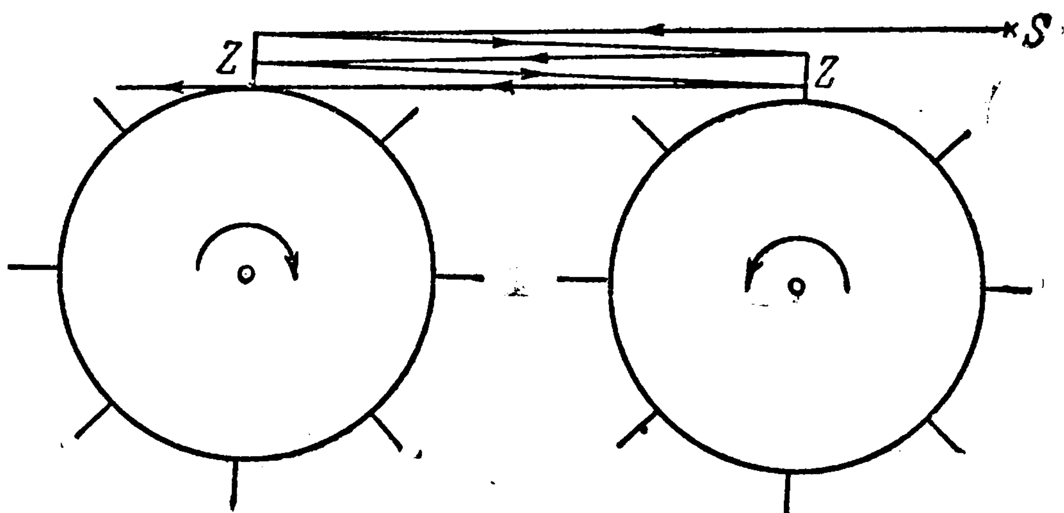


Рис. 1.127.

равна v, а n — число отражений от каждого из зеркал, то суммарный эффект их действия будет таким, как если бы источник перемещался по отношению к спектроскопу со скоростью w, равной

$$w = 2nv. \tag{24.9}$$

Показанное на рисунке направление вращения отвечает случаю приближения источника, обратное — удалению.

В дальнейшем аналогичные опыты многократно повторялись. Они подтверждали пригодность формулы (24.8) при неизменном соблюдении условия (24.6).

Доплер-эффект по самой своей природе, казалось бы, может быть истолкован лишь в рамках волновой теории. Но, как уже подчеркивалось, в силу условий (24.6) эффект позволял судить лишь об относительной скорости источника света и наблюдателя, но не давал возможности решить поставленную выше задачу: определить скорость движения относительно эфира. Из-за огромной величины скорости света было технически невозможно выйти за рамки условий (24.6).

Работы Белопольского принесли большой успех астрономии. Они позволили надежно определять лучевые скорости небесных тел, скорости выброса газов неустойчивыми звездами («новыми» и «сверхновыми»), скорости расширения и сжатия пульсирующих звезд («цефеид»), лучевые скорости облаков межзвездного газа и т. д. Во всех этих работах измеряется частота линии поглощения какого-либо элемента. Затем она сравнивается с частотой той же спектральной линии, полученной в лабораторных условиях. Для достижения

высокой точности оба спектра — спектр звезды с линиями поглощения и спектр (испускания) элемента, линии поглощения которого обнаруживаются в спектре звезды, фотографируются на одну пластинку. Таким образом достигается высокая точность в определении $\Delta\nu = \nu-\nu_0$. При наблюдении радиолокационными методами за движением искусственных спутников и космических ракет эффект Доплера позволяет с высокой точностью определять их лучевую скорость.

3. Увлечение эфира веществом. Опыт Физо. Одновременно с проблемой движения тел по отношению к эфиру возникла и другая проблема — возможное увлечение эфира движущимися телами. Как упоминалось в начале параграфа, вещество воздействует на заключенный в нем эфир, изменяя скорость распространения света. Если вещество движется в эфире, то остается ли эфир совершенно неподвижным, увлекается ли он веществом и если увлекается, то в какой степени?

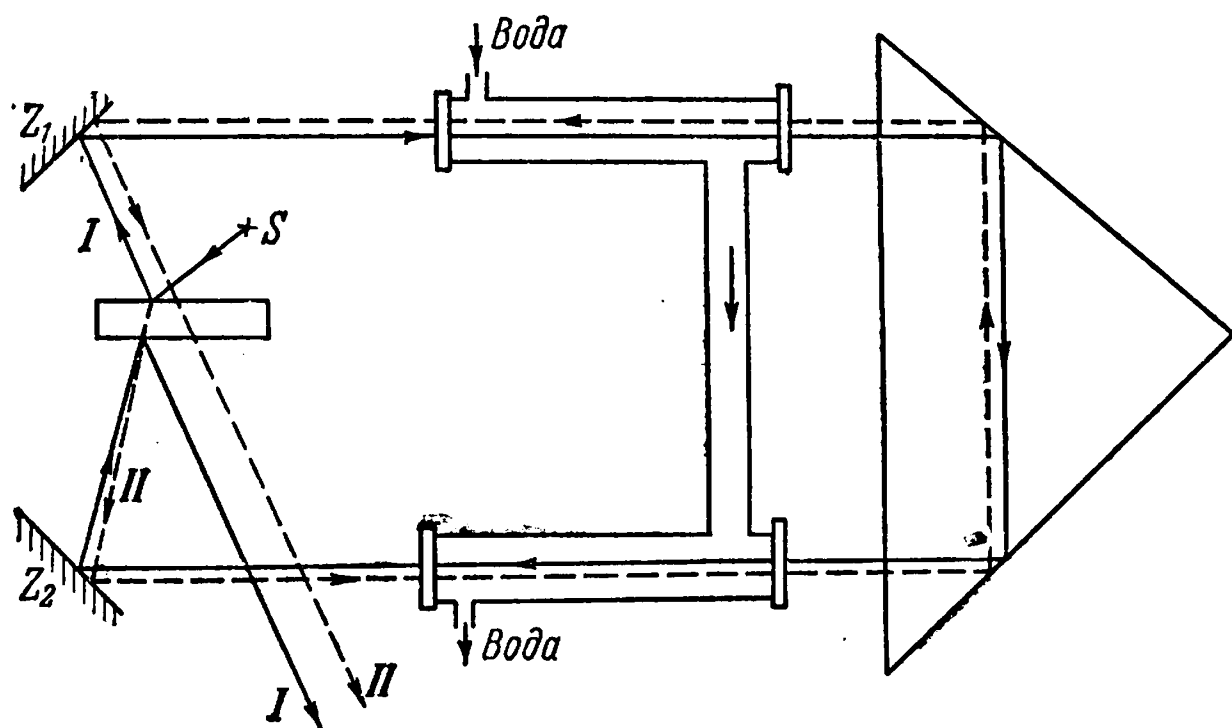


Рис. 1.128.

Для ответа на этот вопрос следовало произвести измерение скорости света в движущихся средах. Такой опыт был поставлен впервые Физо в 1851 г., затем повторен с высокой точностью Майкельсоном в 1887 г. На рис. 1.128 изображена установка Майкельсона. Лучи света от источника S расщепляются плоскопараллельной стеклянной пластинкой на два пучка, отражаемых зеркалами Z_1 и Z_2 в трубы с водой. Они движутся по трубам по встречным направлениям, затем часть луча I, прошедшая сквозь пластинку, и часть II, отраженная от нее, идут параллельно, так что можно наблюдать их интерференцию. Наблюдая вначале интерференционную картину при неподвижной воде, а затем изменения этой картины по мере увеличения скорости воды, можно судить о добавочной разности хода, возникающей в силу того, что один луч движется по течению, другой — против. Опыт показал, что при скорости света в

неподвижной воде $u = \frac{c}{n}$ (n — показатель преломления воды) и при скорости воды v скорость света в ней w равна

$$w = u + v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right) = \frac{c}{n} + v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right). \qquad (24.10)$$

Если бы эфир совершенно не увлекался средой, то скорость света в движущейся среде не должна бы отличаться от скорости света в неподвижной среде: w должно было бы равняться u. Если бы эфир, заключенный в теле, перемещался вместе с ним, то скорость света по отношению к среде должна бы равняться u, а следовательно, для w получилось бы значение $w = u+v$. Формула (24.10) была истолкована в том смысле, что имеет место «частичное увлечение», тем большее, чем больше n. Теоретический вывод формулы (24.10) был сделан лишь много позже и с иной точки зрения (см. § 28).

Все рассмотренные выше опыты требовали своего истолкования. Но для такого толкования необходимо было сформулировать законы электромагнетизма или хотя бы оптики движущихся сред.

Ранее уже указывалось, что признание неподвижного эфира влечет за собой отказ от установленного в механике принципа относительности. Понятие скорости приобретает абсолютный смысл, а различные инерциальные материальные системы уже неравноправны, так как обладают разными скоростями по отношению к эфиру. Гипотеза о полном увлечении эфира спасала принцип относительности — равноправие всех инерциальных систем. Действительно, если каждое материальное тело увлекает целиком весь заключенный в нем эфир, то процессы в каждом из них подчиняются тем же законам, что и в любых других.

Г. Герц избрал именно этот путь. Он попытался на основе электродинамики Максвелла построить электродинамику движущихся тел, вполне увлекающих в своем движении эфир. Однако в этой теории, как и следовало ожидать, звездная аберрация не должна была бы возникать вовсе, а для скорости света w в движущейся со скоростью v среде получалось выражение $w = u+v$ — полное увлечение, что противоречило результатам опытов Физо (24.10).

Создатель электронной теории вещества Лоренц пошел по другому пути. Он предпочел признать неподвижный эфир и отказаться от принципа относительности. Не останавливаясь на встреченных им трудностях, укажем, что и этот путь оказался неверным.

Задача была решена А. Эйнштейном после удивительных по точности работ Майкельсона, изучавшего зависимость скорости света от движения материальных систем, в которых эта скорость определяется.

§ 25. Опыт Майкельсона

Для обнаружения зависимости скорости света от движения измерительного прибора Майкельсон использовал интерферометр, описанный в § 12. Чтобы разобраться в идее опыта, обратимся к упрощенной схеме хода лучей в приборе (рис. 1.129).

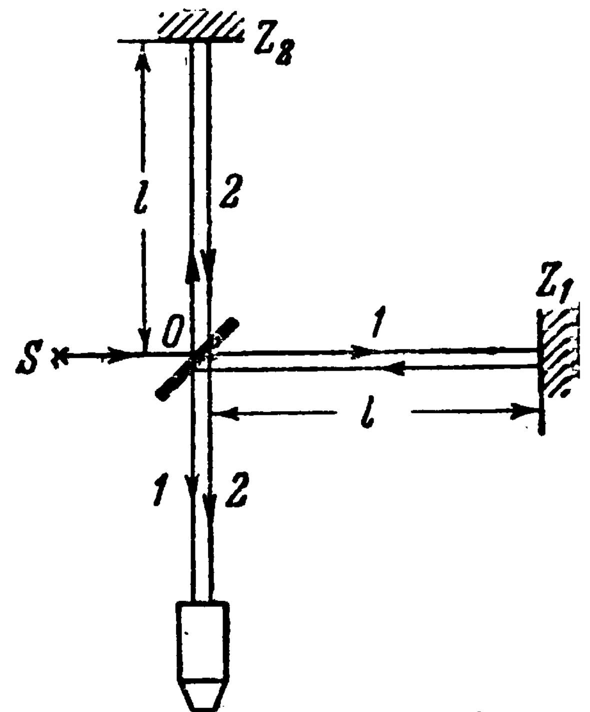


Рис 1.129.

Задача состоит в том, чтобы определить обусловленную движением прибора разность хода интерферирующих лучей *1* и *2*.

Эта разность хода может возникнуть между точкой, в которой лучи *1* и *2* разделились, и точкой, в которой пути их опять слились. Следовательно, искомая разность хода возникает на пути лучей OZ_1O и OZ_2O.

Будем исходить, как это делал Майкельсон, из гипотезы неподвижного эфира, по отношению к которому свет распространяется со скоростью c. Предположим, что прибор ориентирован так, что он перемещается относительно эфира в направлении OZ_1, со скоростью v.

Вычислим время Δt, затрачиваемое лучом света на прохождение пути OZ_1O. При движении в направлении OZ_1 луч движется по отношению к эфиру со скоростью c, но прибор движется в том же направлении со скоростью v. Следовательно, скорость луча по отношению к прибору равна $c - v$ и путь OZ_1, длиною l, проходится за время $\frac{l}{c-v}$. При движении от Z_1 к O луч движется навстречу прибору, и его скорость относительно прибора равна $c+v$. Путь OZ_1O будет пройден за время

$$\Delta t_1 = \frac{l}{c-v} + \frac{l}{c+v} = \frac{2lc}{c^2-v^2} = \frac{2l}{c}\,\frac{1}{1-\frac{v^2}{c^2}}, \tag{25.1}$$

что отвечает пройденному лучом пути (по отношению к эфиру)

$$s_1 = c\Delta t_1 = \frac{2l}{1-\frac{v^2}{c^2}}. \tag{25.2}$$

Если бы прибор покоился относительно эфира, путь луча света был бы равен $2l$. Множитель $\frac{1}{1-\frac{v^2}{c^2}}$ обусловлен движением прибора относительно эфира.

Для того чтобы вычислить путь второго луча, нарисуем положения точки O и зеркала Z_2 для трех моментов времени (рис. 1.130): начального, когда луч покидает O (точки O и Z_2), момента, когда луч достигает зеркала (положение зеркала отмечено Z_2', источника O'), и положения, когда луч света возвращается к источнику (положение источника отмечено O'', зеркала Z_2''). Луч света проходит путь $OZ_2''=l_1$ со скоростью c за то же время, за которое источник проходит путь OO' со скоростью v. Отсюда следует, что

$$\frac{OO'}{l_1}=\frac{v}{c}. \tag{25.3}$$

Зная отношение катета OO' к гипотенузе l_1 и длину второго катета $O'Z_2'=l$, легко находим:

$$l_1=\frac{l}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}. \tag{25.4}$$

Рис. 1.130.

Следовательно, весь путь s_2, пройденный лучом света, равен

$$s_2=\frac{2l}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}. \tag{25.5}$$

Обусловленная движением прибора разность хода лучей Δs равна

$$\Delta s=s_1-s_2=2l\left(\frac{1}{1-\frac{v^2}{c^2}}-\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}\right). \tag{25.6}$$

При $\left(\frac{v}{c}\right)^2 \ll 1$ имеем $\frac{1}{1-\frac{v^2}{c^2}}\approx 1+\frac{v^2}{c^2}$; $\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}\approx 1+\frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2}$ и, следовательно,

$$\Delta s\approx l\frac{v^2}{c^2}. \tag{25.7}$$

По идее Майкельсона, обнаружить эту разность хода, обусловленную не геометрией прибора, но его движением, можно, если медленно вращать прибор. При повороте на $\frac{\pi}{2}$ лучи *1* и *2*

меняются местами и обусловленная движением разность хода меняетсяпри повороте на $2\Delta s$:

$$2\Delta s = 2l\frac{v^2}{c^2}. \qquad (25.8)$$

При эффективном пути луча $l=30$ *м* (достигнутом многократным отражением) и v, равной скорости Земли при ее орбитальном движении (30 *км/сек*), получаем $2\Delta s=0{,}6$ *мк* — величину порядка длины волны красного света, легко измеримую интерференционными методами.

Опыт Майкельсона (1881—1887 гг.) многократно повторялся. К 1927 г. была достигнута точность, при которой можно было бы обнаружить скорость по отношению к эфиру в 1 *км/сек*. Учитывая, что за полгода скорость орбитального движения Земли меняется на 60 *км/сек*, очевидно, что эффект эфирного ветра, если бы только он имел место, был бы обнаружен. Однако опыты привели к нулевому результату.

Попытка связать нулевой результат опыта Майкельсона с зависимостью скорости света от скорости источника оказалась несостоятельной. Не говоря уже о том, что она возможна только в корпускулярной теории, следует указать на прямое экспериментальное опровержение этой гипотезы. Известно, что значительная часть ($\sim$20%) звезд представляет собой двойные звезды. Обе звезды вращаются вокруг общего центра масс с весьма большими скоростями. Центр масс перемещается равномерно и прямолинейно. Если бы скорость света зависела от скорости источника, то свет от каждой из звезд приходил бы на Землю за разное время. Видимое положение каждой из звезд в произвольный момент времени отвечало бы, вообще говоря, разным положениям центра масс, что никогда не наблюдается.

Результаты этих, а также многих других опытов высокой точности можно резюмировать следующим образом.

Скорость распространения электромагнитных возмущений в вакууме, света в том числе, одна и та же во всех инерциальных системах отсчета, независимо от их относительных скоростей.

Тем самым доказано на опыте, что:

1. *Принцип относительности, утверждающий равноправие всех материальных инерциальных систем, верен не только в пределах механики, но распространяется и на все электромагнитные и, можно думать, вообще на все явления природы.* В частности, понятия абсолютной скорости или абсолютного покоя лишены смысла и можно говорить лишь об относительной скорости материальных тел (друг относительно друга).

2. Постоянство скорости света в любых инерциальных системах, независимо от их относительной скорости, показывает, что *к*

скорости света обычный закон сложения скоростей неприменим. Этот факт требует радикального пересмотра наших представлений о пространстве и времени.

Второй пункт будет специально рассмотрен в следующем параграфе.

Сейчас же посмотрим, к каким заключениям о природе эфира можно прийти на основании сказанного.

Если бы эфир существовал как носитель электромагнитных возмущений (света в том числе), то скорость их распространения (скорость света) зависела бы от скорости перемещения материальной системы, в которой наблюдается эта скорость, по отношению к эфиру. Другими словами, существовал бы эфирный ветер, скорость которого была бы измерима. Отсутствие этого эффекта приводит к заключению, что эфир — носитель электромагнитных возмущений — в природе отсутствует. Напомним, что гипотеза полного увлечения эфира материальными телами не может спасти эфир, так как противоречит опыту (звездной аберрации и опыту Физо).

Электромагнитные поля (свет в том числе) должны рассматриваться не как деформации некоей несущей среды (эфира), но как самостоятельные материальные субстанции. Это обстоятельство (материальность электромагнитного поля) отмечалось уже во втором томе курса.

Следует отметить, что к этим заключениям наука пришла не сразу. Были предприняты попытки «спасти» эфир. Так, Фицджеральд предположил, а Лоренц пытался обосновать это предположение, что размеры всех тел, движущихся относительно эфира, сокращаются в направлении движения в отношении $\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$. Легко видеть, что такое предположение сразу «объясняет» отрицательный эффект опыта Майкельсона. Действительно, если сокращение Лоренца — Фицджеральда имеет место, то в (25.2) вместо l следует поставить величину $l'=l\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$ и тогда s_1 окажется в точности равным s_2, т. е. Δs будет равно нулю (значение s_2 при сокращении не изменится, так как выражение (25.3), служащее для определения s_2, остается в силе). Как будет показано дальше, изменение масштабов тел при их относительном движении действительно имеет место. Однако сама по себе гипотеза сокращения Лоренца — Фицджеральда не приводит к дальнейшим физическим следствиям. Отвергая принцип относительности и утверждая, что абсолютное движение по отношению к эфиру не только имеет смысл, но и сказывается на размерах тел, она вместе с тем приводит к выводу, что наблюдать это движение невозможно. Эфир из реальной субстанции превращается в нечто ненаблюдаемое.

В следующем параграфе будет показано, что опыт приводит к необходимости пересмотреть и привычные представления о времени. Решением всех этих проблем человечество обязано Эйнштейну.

§ 26. Преобразования Лоренца

Покажем, во-первых, что найденный на опыте факт постоянства скорости света требует пересмотра не только привычных представлений о геометрии мира (возможно имеющее место сокращение Лоренца — Фицджеральда), но и представлений о времени.

Рассмотрим две инерциальные системы отсчета: S с осями XYZ и началом в точке O и S' с осями $X'Y'Z'$ с началом в точке O'. Все соответствующие оси параллельны, как показано на рис. 1.131, и оси X и X' совпадают (для ясности рисунка они несколько смещены). Система S' движется относительно S вправо, вдоль оси X со скоростью v. Времена t и t' в обеих системах отсчитываются от момента, когда точки O и O' совпадали. При $t=t'=0$ в начале координат (общем в этот момент времени!) происходит вспышка света и световой сигнал начинает распространяться во все стороны.

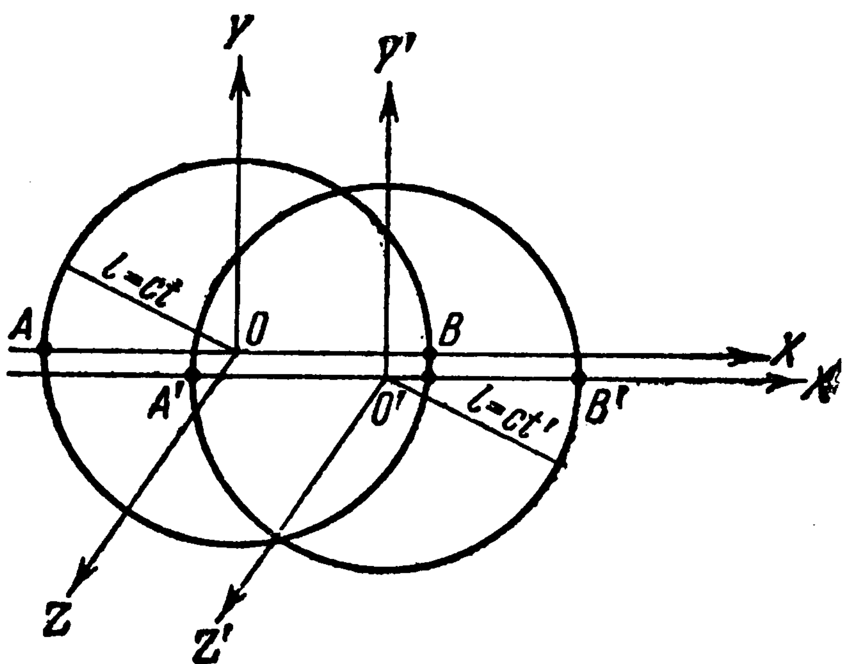


Рис. 1.131.

Сосредоточим свое внимание на осях X и X', вдоль которых происходит относительное перемещение систем S и S'. Отметим на оси X две точки A и B на равном расстоянии l справа и слева от начала координат O. Точно так же отметим точки A' и B' на оси X' на таком же расстоянии от O' справа и слева.

Рассмотрим, в какой последовательности во времени световой сигнал будет достигать точек A, B, A', B'. При этом мы должны будем, в соответствии с опытом, исходить из полного равноправия обеих систем (принцип относительности) и из того, что свет в обеих системах распространяется с одинаковой скоростью во все стороны (принцип постоянства скорости света).

Рассмотрим последовательность событий в системе S.

Световой сигнал здесь достигает точек A и B через одинаковое время $t=l/c$.

Иначе будет обстоять дело с отмеченными точками на оси X'. Точка A' движется навстречу лучу света и будет поэтому освещена раньше. Точка B' удаляется от луча света и будет освещена позже всех. Таким образом, последовательность во времени событий —

попадания луча света на точки — будет такой:

свет достигает точки A' раньше всех;
» » точек A и B одновременно в момент $t=\frac{l}{c}$, позже чем A';
» » точки B' еще позже.
(26.1)

Рассмотрим теперь последовательность событий в системе S'. Свет распространяется во все стороны с одинаковой скоростью c. Точек A' и B' световой сигнал достигнет одновременно, через время $t'=\frac{l}{c}$. Точка B движется навстречу лучу света, поэтому световой сигнал достигнет ее раньше. Точка A удаляется от луча света, и световой сигнал придет к ней позже.

Последовательность событий будет следующей:

свет достигнет точки B раньше всех;
» » точек A' и B' одновременно, в момент $t'=\frac{l}{c}$, но позже, чем B;
» » точки A позже всех.
(26.2)

Разница в сводках (26.1) и (26.2) разительна и производит очень сильное впечатление. Действительно, все рассматриваемые в них события — достижение световым сигналом той или иной точки — объективны и не могут зависеть от способа их регистрации. Какая же точка зрения правильна? В какой из систем, S или S', регистрация фактов отвечает объективному ходу событий?

Весь человеческий опыт в целом (механические, оптические, электромагнитные и др. явления) свидетельствуют о справедливости *принципа относительности*: законы природы одинаковы во всех инерциальных системах отсчета и ни одна из них не является преимущественной, абсолютной. Нельзя считать, что одна из двух рассмотренных на рис. 1.131 инерциальных систем, например система S, абсолютно неподвижна и поэтому «на самом деле» свет достигает точек A и B одновременно. Все инерциальные системы равноправны, но *одновременность и последовательность событий в них различна*. Постоянство скорости света во всех инерциальных системах связано с тем, что при переходе от одной системы к другой меняются не только расстояния движущихся точек, но *меняется и течение времени в разных системах*.

С момента своего введения в науку и до начала XX в. понятие *времени* не анализировалось. В частности, считалось, что единое и монотонно текущее время одно и то же для всей Вселенной. Это обстоятельство казалось столь очевидным, что даже не огова-

ривалось как специальный постулат. Лишь в 1905 г. А. Эйнштейн опроверг это установившееся представление о времени.

Идея Эйнштейна состоит в следующем.. Примем в качестве основных постулатов теории следующие два положения:

1. Принцип относительности. В отличие от принципа относительности Галилея будем считать этот принцип универсальным, т. е. относящимся к любым законам природы. Это значит, что не только механические, но и *любые явления подчиняются одинаковым законам в инерциальных системах отсчета.*

2. Принцип постоянства скорости света в вакууме в любых инерциальных системах. Приняв эти постулаты, оправданные всем имеющимся опытом естествознания, необходимо найти правильные преобразования координат и времени при переходе от одной инерциальной системы к другой. Очевидно, что галилеевский закон преобразования координат (23.6) неверен, так как из него сразу следует (при дифференцировании первых выражений по t) закон сложения скоростей (23.3). Этот закон несовместим со вторым постулатом теории — принципом постоянства скорости света. Рассмотренный выше пример подтверждает правильность того, что и время при переходе от одной инерциальной системы к другой должно преобразовываться.

Задача заключается в отыскании правильных законов преобразования координат и времени при переходе от одной инерциальной системы отсчета к другой. Эти преобразования могут быть найдены на основе двух исходных постулатов теории.

Примем расположение осей и направление относительной скорости систем отсчета S и S' таким, как на рис. 1.125. Обозначим лишь величину относительной скорости систем не v_0, а для краткости просто v. Будем отсчитывать время в системах S и S' с того момента, когда начала координат совпадали: $t'=t=0$ при $x'=x=0$.

Рассмотрим, во-первых, преобразования координат x и x', вдоль которых происходит относительное перемещение систем. Предположим, что правильное преобразование координат отличается от галилеевского (23.6) множителем γ:

$$x'=\gamma(x-vt), \qquad x=\gamma(x'-v't'). \tag{26.3}$$

Подчеркнем, что равенство множителя γ в обеих формулах и тождественный вид законов преобразования обязательны: тем самым удовлетворяется требование первого постулата — полное равноправие обеих систем отсчета.

Учитывая, что $v'=-v$, перепишем (26.3) так:

$$x'=\gamma(x-vt), \qquad x=\gamma(x'+vt'). \tag{26.4}$$

Для отыскания значения γ прибегнем ко второму постулату. Рассмотрим распространение фронта светового сигнала, начавшего свое движение вдоль осей x и x' из начала координат этих систем в тот момент, когда они совпадали. Обозначая координаты и время фронта сигнала через $x_{\text{сиг}}$, $t_{\text{сиг}}$ и $x'_{\text{сиг}}$, $t'_{\text{сиг}}$, соответственно имеем, согласно второму постулату:

$$x_{\text{сиг}} = ct_{\text{сиг}} \quad \text{и} \quad x'_{\text{сиг}} = ct'_{\text{сиг}}. \tag{26.5}$$

Подставляя (26.5) в (26.4), получим:

$$ct'_{\text{сиг}} = \gamma(c-v)\,t_{\text{сиг}}, \qquad ct_{\text{сиг}} = \gamma(c+v)\,t'_{\text{сиг}}. \tag{26.6}$$

Подставляя далее $t'_{\text{сиг}}$ из первого уравнения (26.6) во второе и сокращая на $t_{\text{сиг}}$, находим искомое значение множителя γ:

$$\gamma = \pm\frac{c}{\sqrt{c^2-v^2}} = \pm\frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}. \tag{26.7}$$

Мы выбираем в этом выражении знак плюс, что означает попросту сохранение направления отсчета вдоль осей x и x'.

Подставляя это значение γ в (26.4), находим закон преобразования координат x и x':

$$x' = \frac{x-vt}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \qquad x = \frac{x'+vt'}{\sqrt{1-v^2/c^2}}. \tag{26.8}$$

Перейдем теперь к отысканию законов преобразования времени. Отметим во избежание недоразумений, что формулы (26.6) не являются этими законами: они относятся лишь к рассмотренному частному случаю — распространению фронта светового сигнала. Для нахождения закона преобразования времени можно поступать так. Исключим из уравнений (26.8) координату x', подставив во второе уравнение значение x', следующее из первого. Мы получим уравнение, определяющее зависимость t' от t и x:

$$x = \gamma\,[\gamma(x-vt)+vt'],$$

откуда

$$t' = \gamma t - \frac{x}{v}\left(\gamma - \frac{1}{\gamma}\right) = \gamma t - \frac{x}{v}\gamma\frac{v^2}{c^2}.$$

Окончательно

$$t' = \gamma\left(t - \frac{v}{c^2}x\right). \tag{26.9}$$

Аналогично подставляя значение x из второго уравнения (26.8) в первое, находим выражение t через t' и x':

$$t = \gamma\left(t' + \frac{v}{c^2}x'\right). \tag{26.10}$$

В направлении осей y и y' смещения не происходит. Соотношения между y и y' от времени не зависят, так как эти оси перпендикулярны к вектору относительной скорости. Следовательно, единственные соотношения, которые могут иметь место в соответствии с первым постулатом, это

$$y' = \eta y \quad \text{и} \quad y = \eta y'. \tag{26.11}$$

Отсюда $\eta = \pm 1$. Сохраняя направления отсчета по осям, выбираем положительный знак. Все сказанное в равной мере относится к осям z и z'. Значит, *в направлениях, перпендикулярных к вектору скорости, координаты преобразуются тождественно.*

Итак, полученные преобразования (систем отсчета рис. 1.125*)), носящие название преобразований Лоренца, имеют вид:

$$\left.\begin{array}{ll} \text{преобразования } S \to S' & \text{преобразования } S' \to S \\ x' = \dfrac{x - vt}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, & x = \dfrac{x' + vt'}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \\ y' = y, & y = y', \\ z' = z, & z = z', \\ t' = \dfrac{t - \frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. & t = \dfrac{t' + \frac{v}{c^2}x'}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \end{array}\right\} \tag{26.12}$$

Эти преобразования координат были впервые получены Лоренцом из следующих соображений.

Очевидно, что законы электродинамики (как и механики) должны иметь один и тот же вид во всех инерциальных, равноправных системах отсчета. Однако уравнения микроскопической электродинамики меняют свою форму при галилеевых преобразованиях координат. Лоренц искал такие преобразования координат, которые сохраняли бы неизменными уравнения микроскопической электродинамики. Полученные им преобразования (26.12) удовлетворяют поставленным требованиям, но содержат не только преобразования координат, но и времени.

Однако Лоренц был уверен в правильности старой догмы о том, что время во всех системах отсчета должно течь одинаково. Поэтому преобразование времени он счел фиктивным, а следовательно, и все преобразования (26.12) лишенными физического смысла.

---

*) В общем случае произвольно направленных осей преобразования Лоренца имеют сложный вид. Для наших целей достаточно принятого на рис. 1.125 удобного расположения осей и направления относительной скорости систем отсчета.

Лишь Эйнштейн сумел понять, что речь идет об истинных временах инерциальных систем S и S', и вывести все вытекающие отсюда следствия. *Величина t есть реальное время системы S, t' — столь же реальное время системы S'.* По предложению Эйнштейна, соотношения (26.12) и были названы преобразованиями Лоренца.

Эти преобразования должны заменить собою противоречащие в общем случае опыту преобразования Галилея (23.6). Однако это не означает, что преобразования Галилея всегда неверны. Преобразования Лоренца верны при любых, как малых, так и сколь угодно больших, возможных в природе скоростях. Но при малых скоростях (по сравнению со скоростью света), т. е. когда $v \ll c$, $\frac{v}{c} \ll 1$, членами, содержащими $\frac{v^2}{c^2}$ и $\frac{v}{c^2}$, в (26.12) можно пренебречь, и преобразования Лоренца переходят в преобразования Галилея. Значит в той области, в которой они были установлены опытом, т. е. для скоростей, не превышающих тысяч километров в секунду, преобразования Галилея верны, являясь предельным случаем $\left(\frac{v}{c} \to 0\right)$ общих преобразований Лоренца.

Особенно важным является следующее отличие преобразований Лоренца от преобразований Галилея. В рамках преобразований Галилея расстояние между двумя событиями есть абсолютная величина. Это расстояние не меняется при переходах от одной системы отсчета к другой. То же относится и к промежутку времени между этими событиями.

Из преобразований Лоренца следует, что как расстояние, так и промежуток времени между двумя событиями меняются при переходе от одной системы отсчета к другой. При этом оказывается, что пространственные и временные отношения событий уже не независимы. В закон преобразования координат входит время, в закон преобразования времени — пространственные координаты. Устанавливается взаимосвязь пространства и времени.

Существенно, что абсолютные величины не исчезают. Но, как будет показано, абсолютные, т. е. не зависящие от системы отсчета, величины, характеризующие пространственно-временну́ю связь событий, построены из относительных — расстояний и промежутков времени.

Поясним геометрически обнаруживаемую преобразованиями Лоренца взаимосвязь пространства и времени. Рассмотрим на плоскости точки a и b, расстояние между которыми равно l (рис. 1.132).

Проекции отрезка ab на координатные оси, скажем $x_b - x_a$, не остаются неизменными при преобразованиях координат. В штрихованных координатах это проекции

$$x'_b - x'_a \neq x_b - x_a, \qquad y'_b - y'_a \neq y_b - y_a.$$

Эти проекции геометрически есть величины относительные — они зависят от выбора системы координат. Но абсолютная геометрическая величина, характеризующая взаимное положение точек a и b — расстояние между ними l, выражается через эти относительные величины:

$$l^2=(x_b-x_a)^2+(y_b-y_a)^2=(x_b'-x_a')^2+(y_b'-y_a')^2. \quad (26.13)$$

Выражение (26.13) не меняется при преобразованиях декартовых координат, хотя его слагаемые изменяются.

Рассмотрим теперь два события A и B. Каждое из них характеризуется в инерциальной системе S точкой в пространстве, в которой это событие произошло, с координатой — x_A и x_B, и моментом, когда оно произошло,— t_A и t_B. В системе S расстояние x между событиями

$$x=x_B-x_A, \quad (26.14)$$

а время между ними

$$t=t_B-t_A. \quad (26.15)$$

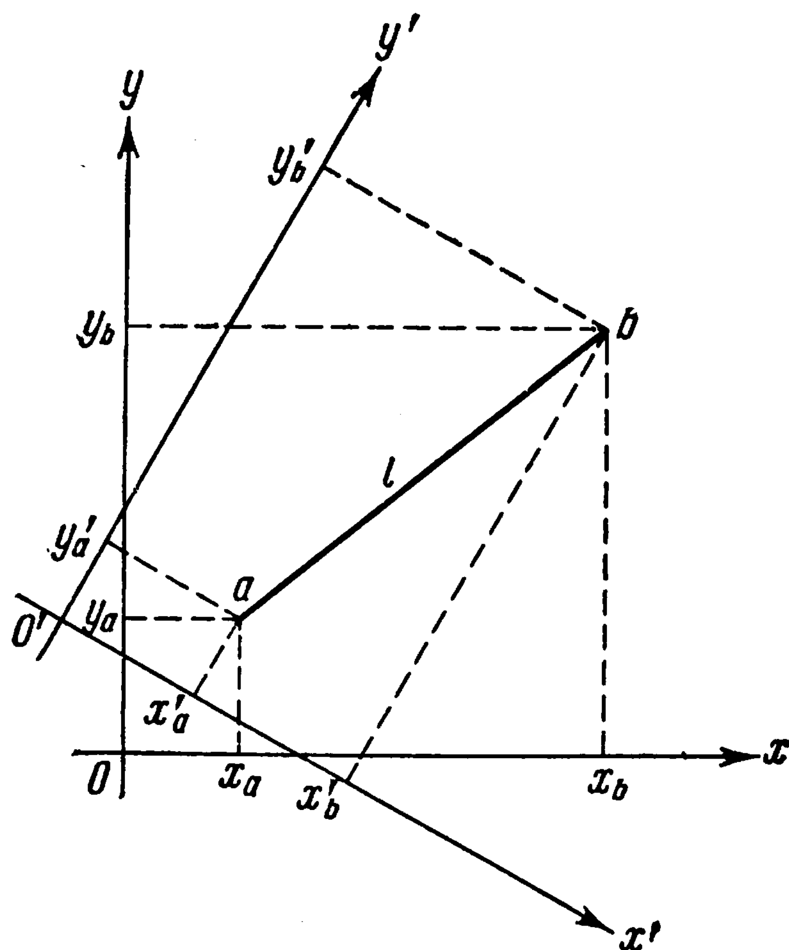


Рис. 1.132.

В ньютоновой механике и величина x, и промежуток времени t сохранялись при переходах от одной инерциальной системы к другой. Теория относительности показывает, что в действительности эти величины (расстояние между точками в пространстве и промежуток времени между событиями) относительны и зависят от системы отсчета, в которой они определяются. Как уже указывалось, это не означает, что в теории относительности нет абсолютных отношений. Наоборот, теория относительности устанавливает величины, характеризующие абсолютные, не зависящие от систем отсчета отношения, имеющиеся в природе.

Такой абсолютной величиной, связывающей два события A и B, является и н т е р в а л s_{AB}, определяемый следующим образом:

$$s_{AB}^2=c^2(t_B-t_A)^2-(x_B-x_A)^2. \quad (26.16)$$

Интервал между двумя событиями не меняется при переходе от одной инерциальной системы S к другой S':

$$c^2(t_B'-t_A')^2-(x_B'-x_A')^2=c^2(t_B-t_A)^2-(x_B-x_A)^2, \quad (26.17)$$

т. е. он остается неизменным при преобразованиях Лоренца, в чем можно убедиться непосредственно, заменяя, например, штрихованные величины [слева в (26.17)] через нештрихованные с помощью (26.12). Но промежуток времени между событиями, расстояние между ними меняются при переходе от S к S', как меняются (хотя и по другому закону) составляющие обычного вектора при преобразованиях декартовых координат.

В рассмотренном выше примере такими событиями были, например, в системе S:

Событие O — испускание светового сигнала из точки O (момент времени $t=0$, координата $x=0$).

Событие B — приход светового сигнала в точку B (момент времени $t=\frac{l}{c}$, координата $x=l$).

Интервал, связывающий эти события, равен нулю:

$$s_{OB}^2 = c^2\left(\frac{l}{c}\right)^2 - l^2 = 0.$$

В системе S' и расстояние между событиями O и B будет иным, и время между ними изменится, но интервал останется неизменным — равным нулю.

Как меняются длины и промежутки времени при переходе от одной инерциальной системы координат к другой, т. е. при преобразованиях Лоренца, будет показано в следующем параграфе.

§ 27. Релятивистская кинематика

Механику (электродинамику), основанную на принципе относительности, одинаковости скорости света во всех инерциальных системах и преобразованиях Лоренца, принято называть релятивистской (от латинского relativ — отношение). Законы релятивистской механики в общем случае существенно отличаются от законов классической механики Галилея — Ньютона:

1. В классической механике считалось, что тела могут двигаться с любыми, сколь угодно большими скоростями. Однако уже из преобразований Лоренца (26.12) видно, что *относительные скорости тел имеют верхнюю границу*

$$v < c. \tag{27.1}$$

При $v > c$ знаменатели, равные $\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$, становятся мнимыми и координаты x' и t' теряют физический смысл.

2. *Движущиеся тела изменяют свои размеры.* Для расчета этого изменения рассмотрим твердый стержень, расположенный

вдоль оси $O'X'$ и движущийся вместе с системой отсчета S' (рис. 1.125). Относительно этой системы стержень покоится, его концы имеют неизменные координаты x_1' и x_2' и длина стержня

$$l_0' = x_2' - x_1' = \text{const}; \tag{27.2}$$

штрих показывает, что длина l измеряется в системе отсчета S', индекс нуль — что в данной системе отсчета стержень покоится.

Будем теперь измерять длину этого стержня в системе отсчета S, относительно которой он движется с постоянной скоростью v. Для этого необходимо измерить координаты его концов x_1 и x_2 в системе S в один и тот же момент времени этой системы t. Из примера, разобранного в предыдущем параграфе, следует, что эти события будут в системе S' неодновременными! Используя преобразования Лоренца (26.12), имеем:

$$l_0' = x_2' - x_1' = \frac{x_2 - vt}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} - \frac{x_1 - vt}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = \frac{x_2 - x_1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = \frac{l}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}},$$

где l — искомая длина стержня, измеряемая в системе S. Отсюда следует, что длина стержня l, движущегося со скоростью v относительно системы отсчета S, связана с длиной неподвижного стержня l_0' соотношением

$$l = l_0' \sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}. \tag{27.3}$$

Из симметрии преобразований Лоренца следует, что если бы стержень длиной l_0 покоился в системе S и мы измеряли бы координаты его концов в движущейся системе S' в один и тот же момент времени *этой* системы t', то его длина l' по отношению к l_0 укоротилась бы в то же число раз:

$$l' = l_0 \sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}} \tag{27.3'}$$

— равноправие систем, требуемое принципом относительности, строго соблюдается. Убедиться в этом можно непосредственным расчетом, подобным приведенному, что мы и рекомендуем читателю. В направлениях, перпендикулярных к вектору скорости (OY, OZ), изменений размеров тел не происходит.

При малых скоростях движения ($v \ll c$) $\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}} \cong 1$, и релятивистскими сокращениями длин движущихся тел можно пренебречь. Так, релятивистское сокращение диаметра Земли в направлении ее движения по орбите при скорости 30 *км/час* таково, что уменьшение диаметра составляет всего 6,5 *см*. При v, близком к c,

это сокращение становится существенным. Так, при относительной скорости двух инерциальных систем $v=\sqrt{\frac{3}{4}}c\cong 260\,000$ *км/сек* $\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}=\sqrt{\frac{1}{4}}=\frac{1}{2}$ и метр, покоящийся в одной системе, будет иметь в другой длину $\frac{1}{2}$ *м*.

В соответствии с принципом относительности эти сокращения взаимны. Каждый наблюдатель, связанный с одной из этих систем отсчета, будет находить метр, покоящийся относительно него, вдвое более длинным, чем метр, пролетающий мимо со скоростью

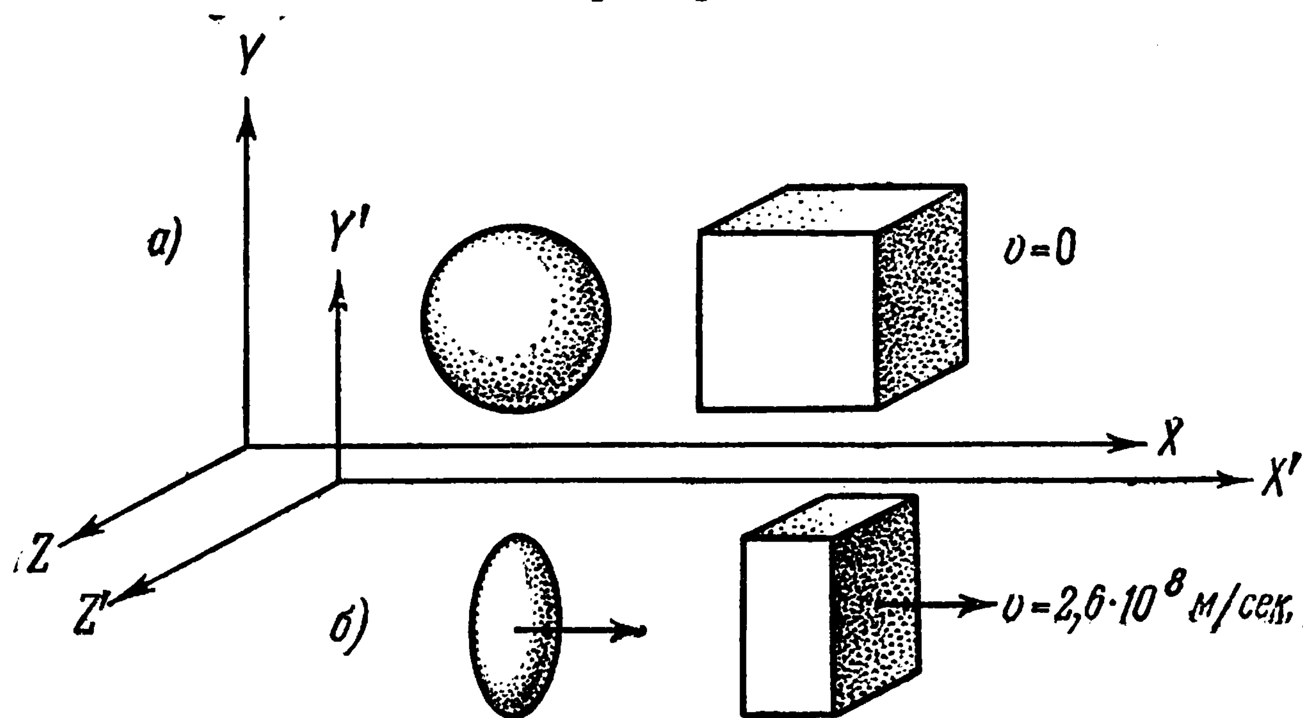


Рис. 1.133.

260 000 *км/сек* (речь идет о метрах, расположенных в направлении вектора относительной скорости; метры, расположенные ортогонально этому направлению, не меняются).

На рис. 1.133 изображены сфера и куб в системе, относительно которой они покоятся (рис. 1.133, *а*), и в системе, относительно которой они движутся со скоростью $v=260\,000$ *км/сек* (рис. 1.133,*б*). При такой скорости продольные размеры тел укорачиваются вдвое и шар превращается в сплюснутый эллипсоид, а куб — в параллелепипед. Любопытно, что лишь через 54 года после открытия этих эффектов (в 1959 г.) было обнаружено, что речь идет только об истинной форме тел в заданной системе координат, но не о видимой их форме.

Различие времени прохождения света от разных точек тела нацело компенсирует изменение его размеров. Тело не меняет видимой формы, но представляется несколько повернутым. Видимая форма тел менялась бы, если бы правильными были законы механики Ньютона, т. е. истинные размеры тел не зависели от их относительной скорости, а к свету был применим закон сложения скоростей.

Скорости такого порядка, при которых сокращение размеров движущихся материальных частиц становится заметным, носят название релятивистских скоростей, и в настоящее время они достигнуты в крупных масштабах в лабораторной практике и в новых промышленных аппаратах. Так, в ядерных реакторах атомных электростанций быстрые нейтроны движутся со скоростями, для которых $\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}=0{,}997$, т. е. сокращение длин порядка 0,3%. Для протонов, ускоренных синхрофазотроном в г. Дубна под Москвой, $\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}\approx\frac{1}{11}$. Для легких частиц — электронов — при меньших энергиях получают $\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}\approx\frac{1}{500}$. «Сильно релятивистские» частицы приходящих на Землю космических лучей имеют $\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}\approx 10^{-7}$ и их продольные размеры сокращаются в 10 миллионов раз.

Для быстро летящих заряженных частиц подобной продольной деформации подвергается и сопровождающее их электромагнитное поле. На рис. 1.134 изображены линии поля и постоянного

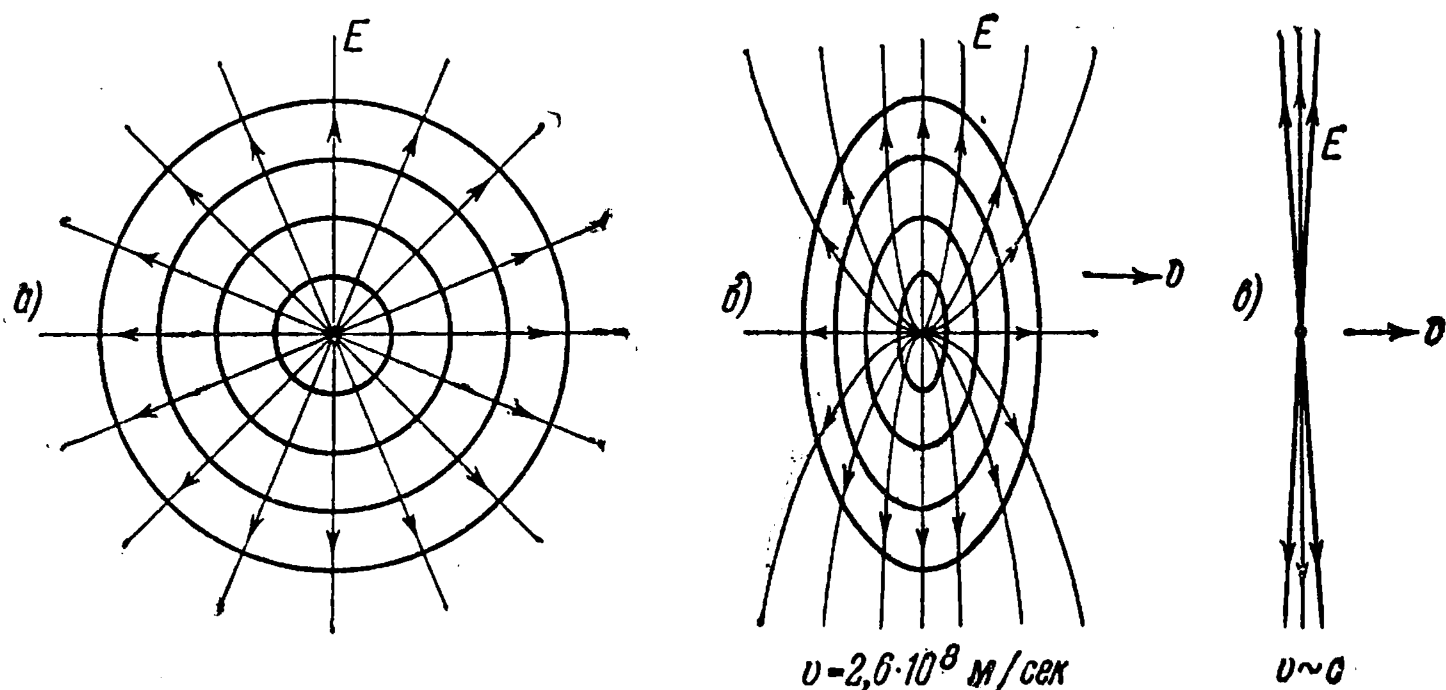


Рис. 1.134.

потенциала ($\varphi=\text{const}$) электрического поля «точечного» заряда, когда он неподвижен (рис. 1.134, *а*), движется с не слишком большой скоростью (рис. 1.134, *б*) и со скоростью, очень близкой к скорости света (рис. 1.134, *в*). Если в первом случае поле сферически симметрично, то в последнем оно практически сжимается в «лепешку», перпендикулярную к направлению движения.

Эту деформацию электромагнитного поля можно обнаружить на опыте. «Сильно релятивистская» частица будет взаимодействовать с неподвижным пробным зарядом q', помещенным на ее пути,

лишь в течение очень короткого времени, когда «лепешка» силовых линий проходит через q'. Основанный на этих представлениях точный расчет явлений излучения релятивистскими частицами при их прохождении в веществе приводит к результатам, хорошо совпадающим с опытом. Это является прямым экспериментальным подтверждением правильности выводов теории относительности о сокращении длин при движении.

3. *В движущейся системе изменяется ход течения времени.* Пусть в некоторой точке x_0' движущейся системы $O'X'Y'Z'$ произошли два последовательных события в моменты времени t_1' и t_2'. Для простоты будем говорить о показаниях часов, помещенных в точку x_0' и неподвижных относительно S'. Промежуток времени между этими событиями в S' равен

$$\Delta t_0' = t_2' - t_1'. \qquad (27.4)$$

Рассматривая эти события в инерциальной системе S, относительно которой часы движутся со скоростью v, необходимо учесть, что оба события будут происходить в различных точках с некоторыми координатами x_{01} и x_{02}. Поэтому для промежутка времени между этими событиями Δt в системе S имеем, согласно (26.12):

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{t_2' + \frac{v}{c^2}x_0'}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} - \frac{t_1' + \frac{v}{c^2}x_0'}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = \frac{t_2' - t_1'}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = \frac{\Delta t_0'}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}. \qquad (27.5)$$

Из (27.5) видно, что в неподвижной системе эти два события будут разделены промежутком времени в $\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$ большим. Следя из системы S за движущимися относительно нее часами, мы обнаружим, что эти часы идут медленнее. Так, при $\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = 10$, в то время как наши часы отметят промежуток времени в 10 мин., быстро движущиеся часы отметят всего лишь одну минуту.

При больших относительных скоростях различие в течении времени может быть сколь угодно большим.

Представим себе звезду, находящуюся от Земли на расстоянии 1000 световых лет (т. е. на таком расстоянии, что свет от звезды доходит до Земли за 1000 лет). Представим себе, далее, что удалось реализовать фантастический проект и отправить к звезде ракету со скоростью, близкой к скорости света, $\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}} = 0{,}001$.

По земным часам ракета будет лететь к звезде 1000 лет. Но для материальной системы — ракеты и путешественника в ней — путешествие займет всего один год. Если путешественник, долетев до звезды, повернет к Земле и продолжит свое путешествие с той же скоростью, то он потратит на возвращение еще один год, в то время как на Земле пройдет еще 1000 лет. В результате, постарев на два года, путешественник вернется на Землю через 2000 лет после отправления в путь. Почему в данном случае нарушилась симметрия в процессах на ракете и на Земле?

Земля за время путешествия оставалась *инерциальной* системой, в то время как ракета ею не была: для того чтобы вернуться к Земле, двигавшаяся к звезде ракета должна была испытать ускорение. Это и уничтожило равноправие, которое имеет место лишь для инерциальных систем.

Расчет показывает, что при полетах в пределах солнечной системы релятивистские эффекты скажутся лишь в виде малых поправок. Но полет даже к ближайшей от Солнца звезде — α Центавра — уже необходимо рассчитывать по релятивистским формулам. Действительно, полет с выключенным двигателем (по инерции) к этой звезде даже при скорости в 1000 *км/сек* потребовал бы 1365 лет. При постоянно работающем двигателе *), сообщающем кораблю ускорение 10 *м/сек*^{2} (самое привычное для экипажа), к цели на первой половине пути и от цели (тормозящее) на второй половине пути (скорость отлета, как и прилета,— нуль), время путешествия будет 3,6 года. Путешествие к α Центавра и обратно потребует 7,2 года, в то время как на Земле пройдет более 10 лет.

Путешествие к галактике Андромеды и обратно потребовало бы при том же ускорении 51,8 года, а при ускорении 30 *м/сек*^{2} — всего 18,66 года — это по собственному времени корабля. Но на Земле при этом прошло бы 1,5 миллиона лет. Дальнейшее увеличение расстояния мало меняет время путешествия, так как средняя часть пути проходится со скоростью, близкой к скорости света, за весьма малое собственное время корабля.

Таким образом, релятивистская кинематика позволяет путешествовать в будущее (но не в прошлое!) и показывает, что нет области вселенной, которая не доступна прямому освоению человечеством. Правда, те, кто отправят межзвездный корабль в путь, ничего не узнают о его открытиях. Но через много лет об этом узнают их потомки.

Экспериментально изменение течения времени проверено на быстро распадающихся частицах, например μ-мезонах, образующихся в верхних слоях атмосферы (см. подробнее гл. XIX, § 73).

---

*) Конструкция такого двигателя — дело будущего, здесь мы обсуждаем лишь принципиальную возможность межзвездных путешествий для человека.

Неподвижный μ-мезон превращается в другие частицы (электрон или позитрон — в зависимости от знака своего электрического заряда — и два нейтрино) в среднем через $2{,}21\cdot 10^{-6}$ *сек.*

Если бы течение времени в системе отсчета мезона совпадало с течением времени в системе Земли, то даже при скорости света μ-мезон прошел бы путь:

$$s = 3\cdot 10^8\cdot 2{,}21\cdot 10^{-6} = 663 \text{ м},$$

т. е. никогда не смог бы достигнуть нижних слоев атмосферы.

В действительности же μ-мезоны наблюдаются на уровне моря и даже на большой глубине под водой и в шахтах. Происходит это в связи с релятивистским изменением хода времени, обусловленным огромными скоростями мезонов. Секунды между образованием и распадом мезонов по земным часам отвечают стомиллионным долям секунды для мезонов в связанных с ними системах отсчета, т. е. их «собственного времени».

4. Релятивистский закон сложения скоростей. Пусть в системе отсчета S' материальная точка движется вдоль оси x' с постоянной скоростью u:

$$\frac{x'}{t'} = u. \tag{27.6}$$

Система S' движется относительно системы S в том же направлении со скоростью v. Определим, чему равна скорость материальной точки w относительно системы S, т. е. чему равно

$$w = \frac{x}{t}. \tag{27.7}$$

Для упрощения вычислений мы положили, что при $t = t' = 0$ материальная точка находится в начале координат, причем $x = x' = 0$; удобный выбор начал отсчета не меняет сути дела.

Имеем согласно (26.12):

$$x = \frac{x' + vt'}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \quad \text{и} \quad t = \frac{t' + \frac{v}{c^2}x'}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}. \tag{27.8}$$

Подставляя (27.8) в (27.7), получаем:

$$w = \frac{x}{t} = \frac{x' + vt'}{t' + \frac{v}{c^2}x'}.$$

Делим числитель и знаменатель на t':

$$w = \frac{x}{t'} = \frac{\frac{x'}{t'} + v}{1 + \frac{v}{c^2}\frac{x'}{t'}}.$$

Но, согласно (27.6), $\frac{x'}{t'}$ есть скорость u точки в системе S'. Стало быть, искомая скорость точки w в системе S выражается через скорость u в системе S' и относительную скорость систем v следующим образом:

$$w = \frac{u+v}{1+\frac{uv}{c^2}}. \tag{27.9}$$

Таким образом, равенство (27.9) выражает собой релятивистский закон сложения одинаково направленных скоростей.

При малых скоростях $u \ll c$, $v \ll c$ имеем $\frac{uv}{c^2} \ll 1$ и

$$w \cong u+v, \tag{27.10}$$

т. е. релятивистский закон сложения скоростей переходит в обычный, как этого и следовало ожидать.

Пусть движущаяся в S' материальная точка есть частица излучения — фотон, обладающий скоростью света: $u = c$. Покажем, что в системе отсчета S фотон сохранит ту же скорость (т. е. что $w = c$) и, следовательно, релятивистский закон сложения скоростей удовлетворяет принципу постоянства скорости света. Подставляя в (27.9) $u = c$, имеем:

$$w = \frac{c+v}{1+\frac{cv}{c^2}} = c\,\frac{1+\frac{v}{c}}{1+\frac{v}{c}} = c,$$

т. е. при $u = c$ величина $w = c$, что и требовалось доказать. Покажем далее, что при сложении двух скоростей, каждая из которых сколь угодно близка к скорости света c, результирующая скорость w будет всегда меньше c.

Для доказательства составим разность $c - w$ и преобразуем ее, пользуясь (27.9):

$$c - w = c - \frac{u+v}{1+\frac{uv}{c^2}} = \frac{c}{c^2+uv}\left[c^2+uv-c(u+v)\right] = \frac{c(c-u)(c-v)}{c^2+uv}.$$

Из полученного выражения видно, что пока u и v меньше чем c, эта разность положительна, т. е. w меньше c. Стало быть, скорости света нельзя достигнуть при сложении скоростей, меньших скорости c. Возможная скорость достигает своего максимального значения $w = c$, лишь если $u = c$ или $v = c$.

Из этих выражений следует, что скорость света c является предельной относительной скоростью движения, недостижимой для частиц вещества.

Все изложенное выше показывает, что *законы релятивистской механики в предельном случае малых скоростей* ($v \ll c$) *переходят в законы классической механики*. Классическая механика Галилея—Ньютона была установлена опытным путем для движений макроскопических тел со скоростями, малыми по сравнению со скоростью света c. В этих пределах ее законы отражают объективные закономерности природы, и все их следствия с достаточной для практики точностью подтверждаются на опыте.

О применимости этих законов в более широких пределах можно судить лишь на основании опыта. Приведенные в настоящей главе результаты показывают, что опыт опровергает такую возможность в случае больших скоростей. Тем самым *классическая механика не отвергается, но лишь ограничивается определенными пределами применимости*: случаями, когда относительные скорости тел много меньше скорости света. Она верна как частный случай общей механики Эйнштейна — случай малых скоростей.

§ 28. Релятивистская теория некоторых оптических явлений

В § 24 рассматривались некоторые оптические явления в движущихся средах, связанные с ними проблемы «эфирного ветра», и был поставлен вопрос о применимости принципа относительности в оптике. Опыт Майкельсона (§ 25) подтвердил справедливость этого принципа, и можно, возвратившись назад к § 24, рассмотреть, как теория относительности объясняет эти явления.

Такой анализ показывает, что звездная аберрация и эффект Доплера определяются только о т н о с и т е л ь н о й скоростью источника и наблюдателя. Приведем более детальный расчет важного для практических приложений эффекта Доплера.

Пусть источник монохроматических волн находится в начале координат системы S' и движется вместе с ней со скоростью v вдоль оси x относительно системы S, относительно которой неподвижен наблюдатель. В момент $t' = t = 0$, когда оси координат обеих систем совпадают, источник начал колебаться и испускать монохроматические волны. Колебания электрических зарядов (диполей) в источнике, в системе, в которой он неподвижен, происходят по строго гармоническому закону

$$p = p_0 \sin \omega_0' t', \tag{28.1}$$

где $\omega_0' = 2\pi\nu_0'$ и ν_0' — частота собственных колебаний источника в системе S'.

Испущенные источником электромагнитные волны (свет), распространяясь во все стороны, дойдут до некоторой точки с абсциссой x' спустя некоторое время $\tau' = \frac{x'}{c}$, и колебания электромагнитного поля в этой точке будут запаздывать по фазе;

$$E, H = A \sin \omega_0' (t' - \tau') = A \sin \omega_0' \left(t' - \frac{x'}{c}\right) = A \sin \varphi'. \tag{28.2}$$

Рассмотрим событие, состоящее в том, что в данной точке пространства и в данный момент времени составляющие поля равны нулю. Этот факт не зависит от того, в какой системе отсчета представлены координаты и время события. Событие будет оставаться неизменным при преобразованиях Лоренца.

Но равенство нулю поля при данных значениях координат и времени определяется значением фазы φ'. Отсюда следует, что *фаза световой волны остается неизменной при преобразованиях Лоренца.* Напишем уравнение, выражающее равенство фаз волны (28.2) в системах S и S', полагая, что при переходе от S к S' меняются не только координаты, но и частота волны:

$$\omega\left(t-\frac{x}{c}\right)=\omega_0'\left(t'-\frac{x'}{c}\right). \tag{28.3}$$

Учитывая (26.12), можно найти ω. Подставляя в (28.3) значения t' и x', получим:

$$\omega=\omega_0'\frac{t'-\frac{x'}{c}}{t-\frac{x}{c}}=\omega_0'\frac{\frac{t-\frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1-v^2/c^2}}-\frac{1}{c}\frac{x-vt}{\sqrt{1-v^2/c^2}}}{t-\frac{x}{c}}=$$

$$=\frac{\omega_0'}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}\frac{t\left(1+\frac{v}{c}\right)-\frac{x\left(1+\frac{v}{c}\right)}{c}}{t-\frac{x}{c}}=$$

$$=\omega_0'\frac{1+\frac{v}{c}}{\sqrt{\left(1-\frac{v}{c}\right)\left(1+\frac{v}{c}\right)}}=\omega_0'\sqrt{\frac{1+\frac{v}{c}}{1-\frac{v}{c}}}.$$

Знаки при относительной скорости v в данном случае соответствуют сближению источника и наблюдателя. Если же они расходятся, то знак при v надо изменить на обратный, и окончательно (переходя от ω к ν) имеем:

$$\nu=\nu_0'\frac{1\pm\frac{v}{c}}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}. \tag{28.4}$$

При $v\ll c$ можно пренебречь квадратичным членом в знаменателе, и

$$\nu\approx\nu_0'\left(1+\frac{v}{c}\right), \tag{28.4'}$$

что совпадает с точностью до обозначений с формулой (24.8), выведенной из акустической аналогии и использовавшейся Белопольским в астрономических наблюдениях. Правильность полной релятивистской формулы (28.4), учитывающей квадратичные члены порядка $\left(\frac{v}{c}\right)^2$, была доказана весьма точными опытами Г. Айвса в 1938 г.

Изменение частоты будет наблюдаться и в точке, для которой источник движется перпендикулярно к лучу света. В этом случае изменения масштабов нет, и эффект обусловлен изменением скорости течения времени. Расчет показывает, что в этом случае

$$\nu=\nu_0'\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}. \tag{28.5}$$

Это уменьшение наблюдаемой частоты источника, движущегося перпендикулярно к лучу света, обусловленное изменением течения времени в движущейся системе, также было подтверждено в опытах Айвса.

Законы релятивистской кинематики объясняют и результаты опытов Физо, казалось, указывавших на частичное увеличение эфира веществом (§ 24).

В действительности результаты опытов Физо есть простое следствие релятивистского закона сложения скоростей. Скорость света в неподвижной среде с показателем преломления n равна

$$u=\frac{c}{n}. \tag{28.6}$$

Если скорость перемещения среды (воды) равна v, то для результирующей скорости, согласно релятивистскому закону сложения скоростей (27.8), получаем:

$$w=\frac{v+u}{1+\frac{uv}{c^2}}=\frac{v+\frac{c}{n}}{1+\frac{v}{nc}}=\frac{c}{n}\,\frac{1+\frac{nv}{c}}{1+\frac{v}{nc}}. \tag{28.7}$$

Выражение (28.7) для w является точным. Учитывая крайнюю малость величины $\frac{v}{c}$ в опытах Физо, его можно упростить и с точностью до малых слагаемых порядка $\frac{v^2}{c^2}$ положить:

$$w\cong\frac{c}{n}\left(1+\frac{nv}{c}-\frac{v}{nc}\right)=\frac{c}{n}+v\left(1-\frac{1}{n^2}\right), \tag{28.8}$$

что совпадает с результатом (24.10), полученным Физо.

§ 29. Элементы релятивистской динамики. Дальнейшее развитие теории

Принцип относительности — это принцип, утверждающий единство законов природы во всей Вселенной. В частности, отсюда следует, что математические формулировки физических законов не зависят от движения наблюдателя и должны иметь один и тот же вид во всех инерциальных системах. Это относится, конечно, и к электродинамике и к оптике, а в механике должно относиться не только к кинематическим, но и динамическим законам.

Основной закон динамики Ньютона

$$m\frac{d\mathbf{v}}{dt}=\mathbf{F}, \tag{29.1}$$

однако, не удовлетворяет принципу относительности. При переходе от одной инерциальной системы к другой координаты и время преобразуются в соответствии с (26.12) и при постоянстве m и $\mathbf{F}$ уравнение (29.1) перестает быть справедливым. Лишь при малых скоростях ($v\ll c$) преобразования Лоренца (26.12) в пределе переходят в преобразования Галилея (23.6) и второй закон Ньютона в форме (29.1) становится практически точным.

Чтобы удовлетворять требованиям принципа относительности, релятивистские уравнения динамики должны иметь более сложный вид и лишь в пределе при малых скоростях переходить в (29.1). Не останавливаясь на методах нахождения релятивистских уравнений, укажем только, что при переходе из одной инерциальной системы в другую должны соответствующим образом преобразовываться компоненты вектора силы и должна изменяться масса.

Некоторые основные положения и выводы релятивистской динамики приводились в т. I, § 9 при рассмотрении границ применимости классической механики. Повторим вкратце эти результаты с небольшими дополнениями:

1. Масса движущегося тела m зависит от его скорости v и минимальна в системе отсчета, в которой тело покоится (масса покоя). Эта зависимость, имеющая вид

$$m=\frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}, \tag{29.2}$$

была впервые получена Лоренцом для электронов и приписывалась им возрастанию массы (инерции) электромагнитного поля движущегося электрона. Эйнштейн показал, что (29.2)— совершенно универсальный закон, не зависящий от частных свойств частиц.

2. Световые частицы — фотоны, о которых подробнее будет идти речь в следующих главах, движутся со скоростью света в пустоте, $v=c$. Применяя к фотонам (29.2), получаем:

$$m_ф=\frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}=\frac{m_0}{0}. \tag{29.3}$$

Так как фотоны имеют конечную и, вообще говоря, различную массу, то следует считать массу покоя фотона m_0 тождественно равной нулю. Тогда отношение

$$m_ф=\frac{m_0}{0}=\frac{0}{0} \tag{29.4}$$

математически является неопределенным и может принимать различные значения, которые определены далее.

3. Частицы вещества и света материальны и обладают массой. Однако между ними имеется существенная качественная разница.

Частицы вещества имеют «массу покоя» и могут двигаться с любыми скоростями, всегда меньшими скорости света в пустоте:

$$m_0\neq 0 \quad \text{и} \quad 0\leqslant v<c. \tag{29.5}$$

Частицы света не имеют массы покоя и могут двигаться только со скоростью света:

$$m_0=0 \quad \text{и} \quad v=c. \tag{29.6}$$

Если бы фотон двигался с меньшей скоростью $v<c$, то, согласно (29.2), его масса

$$m_ф=\frac{0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}=0$$

обратилась бы в нуль, т. е. такой фотон не мог бы существовать. Таким образом, фотон, не имея массы покоя m_0, имеет только массу движения, и то только когда он движется со скоростью c.

Распространение света в среде со скоростью $v=\frac{c}{n}$, меньшей скорости света в пустоте c, не означает уменьшения скорости движения самих фотонов. Грубо этот факт можно толковать так. Каждый отдельный фотон летит со скоростью c, но при встрече с атомами среды как бы поглощается ими *), а затем снова испускается. Благодаря наличию таких «остановок» *средняя* скорость света в среде v оказывается ниже скорости движения фотонов c.

4. При поглощении атомом фотон, обладающий массой $m_ф$, исчезает. Однако при этом не происходит исчезновения массы, так как масса возбужденного атома возрастает ровно на ту же самую величину $m_ф$. При обратном излучении света масса возникшего фотона в точности равна уменьшению массы излучившего атома. Этот пример и целый ряд других случаев взаимного превращения материальных частиц, с которыми мы познакомимся в дальнейших главах курса, показывает, что не существует непроходимой границы между разными формами материи. Материя может изменяться и переходить из одних форм в другие. При этих процессах часть или вся масса покоя может переходить в массу движения и обратно. Однако полная масса M всех участвующих в этих превращениях материальных частиц остается постоянной. Для замкнутой системы, через границы которой не переходят частицы вещества или света и не обменивающейся энергией с окружающими телами,

$$M=\text{const}. \tag{29.7}$$

5. Физическую природу увеличения массы со скоростью можно понять, если рассмотреть случай малых скоростей. При $\left(\frac{v}{c}\right)^2\ll 1$

*) Истинное поглощение может иметь место только для фотонов некоторых определенных частот (см. § 50—52), но на этих частотах среда активно поглощает и, следовательно, вообще непрозрачна. В данном случае речь идет об особом, «виртуальном» поглощении — испускании, специфическом квантовомеханическом эффекте, с которым можно познакомиться в курсах квантовой механики.

формулу (29.2) можно *) приближенно представить так:

$$m \approx m_0\left(1+\frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2}\right) = m_0 + \frac{\frac{1}{2}m_0v^2}{c^2} = m_0 + \frac{K}{c^2}. \qquad (29.8)$$

Полученное выражение имеет простой физический смысл. Добавка к массе покоя обусловлена кинетической энергией тела K и равна этой кинетической энергии, деленной на квадрат скорости света. Тот же физический смысл имеет добавка к массе в случае больших скоростей, когда преобразование (29.2) к виду (29.8) невозможно. Но кинетическая энергия в этом случае выражается иначе (см. далее формулу (29.16)).

В случае системы взаимодействующих частиц свою долю в массу всей системы вносит не только кинетическая энергия частиц, но и потенциальная энергия их взаимодействия.

Обозначим кинетическую энергию i-й частицы системы через K_i, а потенциальную энергию взаимодействия i-й и k-й — через U_{ik}. Тогда кинетическая и потенциальная энергия системы частиц E равна:

$$E = \sum_i K_i + \frac{1}{2}\sum_{i \neq k}\sum U_{ik} \qquad (29.9)$$

(половинка перед второй суммой учитывает, что каждая энергия взаимодействия между i-й и k-й частицей появляется в ней дважды, в виде U_{ik} и U_{ki}).

Обозначая массу покоя i-й частицы через m_{0i}, получим для массы M всей системы:

$$M = \sum_i m_{0i} + \frac{E}{c^2}. \qquad (29.10)$$

Если система изолирована, то ее полная масса сохраняется:

$$M = \sum_i m_{0i} + \frac{E}{c^2} = \text{const}. \qquad (29.11)$$

---

*) Разлагая величину $\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = \left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$ в ряд по степеням малой величины $\frac{v^2}{c^2}$ и отбрасывая члены $\frac{v^4}{c^4}$ и более высоких степеней, получим

$$\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} = 1 + \frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2} + \frac{3}{8}\frac{v^4}{c^4} + \frac{5}{16}\frac{v^6}{c^6} + \ldots \approx 1 + \frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2}.$$

Формула (29.11) есть закон сохранения массы в теории относительности. Его отличие от классического закона сохранения массы $\sum_i m_{0i} = \text{const}$ состоит в наличии члена $\frac{E}{c^2}$, который может быть как положительным, так и отрицательным. Энергии систем, с которыми приходилось иметь дело в рамках классической механики, слишком малы, чтобы можно было заметить обусловленное энергией изменение массы. Изменение энергии на 1 *эрг* отвечает изменению массы на $\frac{1}{9} \cdot 10^{-20}$ *г*, джоуль «весит» соответственно $\frac{1}{9} \cdot 10^{-16}$ *кг*. Но в физике элементарных частиц учет энергии очень существен в балансе массы. Так, потенциальная энергия связи частиц в атомном ядре ($U_{ik} < 0$) столь значительна, что масса ядра заметно меньше суммы масс вошедших в ядро частиц («дефект массы», см. § 64). Электрон, ускоренный полем в 300 млн. вольт, обладает, за счет наличия кинетической энергии, массой, которая в 588,5 раз превышает массу покоя электрона.

Таким образом, классическим законом сохранения массы (без учета энергии системы) можно пользоваться лишь в случае малых энергий. Так, космическая ракета с массой покоя $m_0 = 1$ тонна при скорости в 12 *км/сек* имеет массу $m = 1$ тонна $+ 8 \cdot 10^{-4}$ *г*, т. е. за счет полученной энергии ее масса возрастает менее чем на 0,001 *г* — классическая механика здесь вполне применима.

Если выражение для полной массы системы (29.10) умножить на квадрат скорости света c^2, то получим релятивистский закон сохранения энергии W замкнутой системы:

$$W = Mc^2 = \sum_i m_{0i}c^2 + E = \text{const}. \qquad (29.12)$$

Слагаемые $m_{0i}c^2$ имеют следующий физический смысл. Это — собственная энергия или энергия покоя частиц, обладающих массами m_{0i}.

Собственная энергия сохраняется (как и масса покоя) за каждой частицей, пока она не превращается в другие частицы. Отсюда можно сделать вывод о пределах применимости классического закона сохранения энергии замкнутой системы:

$$E = \sum_i K_i + \frac{1}{2} \sum_{i \neq k} \sum U_{ik} = \text{const}. \qquad (29.13)$$

Если в рассматриваемой замкнутой системе не происходит превращений элементарных частиц, то в сумме $\sum_i m_{0i}c^2$ все члены остаются без изменений и сама сумма остается постоянной. Но тогда из (29.12) следует постоянство E, т. е. классический закон сохранения энергии (29.13). В общем случае, когда в системе происходят

превращения элементарных частиц, можно пользоваться лишь релятивистским законом сохранения энергии (29.12).

Очень существенно то обстоятельство, что релятивистские законы сохранения массы (29.11) и энергии (29.12) не являются независимыми: любой из них можно рассматривать как следствие другого, так как они связаны совершенно универсальным отношением

$$W = Mc^2. \tag{29.14}$$

Каждая из модификаций (29.11) или (29.12) единого закона сохранения содержит и массы и энергии.

Общее выражение (29.14) позволяет легко вычислить выражение кинетической энергии частиц, массу и импульс фотонов.

Так, полная энергия движущейся частицы равна mc^2, где

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}.$$

Следовательно, эта энергия

$$W = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}. \tag{29.15}$$

Так как m_0c^2 есть собственная энергия, то для определения кинетической энергии K следует из W вычесть m_0c^2:

$$K = W - m_0c^2 = m_0c^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} - 1\right). \tag{29.16}$$

Это выражение, верное для любых скоростей, переходит в классическое при $\frac{v}{c} \ll 1$. Использовав в (29.16) разложение, приведенное в примечании к стр. 185, находим

$$K = m_0c^2\left(1 + \frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2} - 1\right) = \frac{1}{2}m_0v^2. \tag{29.16a}$$

Применяя (29.14) к фотону, имеем, учитывая, что $W_ф = h\nu$:

$$h\nu = m_ф c^2, \tag{29.17}$$

откуда масса фотона $m_ф$ равна

$$m_ф = \frac{h\nu}{c^2}. \tag{29.18}$$

Импульс частицы есть произведение массы на скорость. Следовательно, для фотона имеем:

$$p_ф = m_ф c = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}. \tag{29.19}$$

Следует отметить встречающиеся в литературе неправильные толкования релятивистского закона сохранения энергии — массы.

Часто можно было встретить утверждения, что согласно теории относительности имеет место превращение массы в энергию и энергии в массу. Они ошибочны. Действительно, согласно (29.11) и (29.12), и масса и энергия замкнутой системы сохраняются. Что же в действительности может иметь место? При превращениях элементарных частиц может уменьшаться или увеличиваться сумма масс покоя частиц $\sum_i m_{0i}$, а в соответствии с этим увеличиваться или уменьшаться сумма кинетической и потенциальной энергии остальных частиц системы.

Релятивистский закон взаимосвязи энергии и массы (29.14) проверен на огромном опытном материале (физика ядра и элементарных частиц). Он может быть положен в качестве исходного постулата в основу частного принципа относительности (вместе с принципом эквивалентности всех инерциальных систем отсчета) взамен постулата (также взятого из опыта) о постоянстве скорости света. В этом случае постоянство скорости света будет получено из теории как одна из теорем, следующих из указанных исходных постулатов теории.

6. Согласно Ньютону, пространство есть пустое вместилище всех тел. Свойства пространства определяются геометрией Евклида и не зависят от движения материальных тел. Время течет монотонно и одинаково для всех тел природы и не зависит ни от этих тел (от их движения), ни от пространства.

Диалектический материализм определяет пространство и время как формы существования материи.

Очевидно, что ньютоновские определения пространства и времени противоречат этому определению, так как пространство и время оказываются оторванными от материи и не зависят от ее свойств и от ее движения.

В частном принципе относительности сделан первый шаг к правильному пониманию пространства и времени. Установлена зависимость пространственных отношений, а также размеров тел от их относительного движения. То же относится и ко времени — найдена связь между скоростью течения времени в разных материальных системах, относительная длительность промежутка времени между событиями в зависимости от относительного движения этих систем. Установлена *взаимосвязь пространства и времени.*

Утвержден принцип относительности — равноправие всех инерциальных систем в природе, иными словами, единство законов природы во всех материальных системах (инерциальных), во всей Вселенной.

Кинематические и динамические выводы из частного принципа относительности позволили объяснить целый ряд закономерностей, не находивших ранее объяснения, и предсказали ряд других, неизменно подтверждавшихся опытом. Несмотря на огромный рост области исследований, охваченных физикой за время, прошедшее с момента создания частного принципа относительности, до сих пор не известно ни одного факта, который противоречил бы ему.

Упомянем еще, что применение теории относительности к квантовой теории позволило объяснить (без всяких добавочных предположений!) наличие собственного (спинового) механического и магнитного моментов электрона и привело к возможности вычислить теоретически численные значения этих величин, причем полученные результаты совпали с опытными с высокой степенью точности. То же относится к спиновым *механическим* моментам всех других элементарных частиц.

Релятивистские уравнения квантовой механики позволили объяснить существование античастиц (антиэлектрона, названного позитроном, антипротона, антинейтрона), их свойства, процессы образования и уничтожения (аннигиляции) частиц (см. § 72).

Теория относительности не ограничивается одним «частным принципом», базирующимся на рассмотрении инерциальных систем. Эйнштейн обращает внимание на то, что явления в материальной системе, испытывающей постоянное ускорение, будут происходить так же, как если бы система находилась в постоянном поле тяготения. Работы в этом направлении завершаются созданием *общей теории относительности*, в которой принцип относительности распространяется на любые ускоренные системы. Вместе с тем общая теория относительности содержит *теорию тяготения*. В этой теории, в частности, показана тождественность масс инертной и гравитационной (до этого равенство масс инертной и гравитационной не было объяснено и, подтверждаемое многими измерениями, рассматривалось как приятный сюрприз). В общей теории относительности устанавливается еще более глубокая, чем в частном принципе, связь между материей и пространством — временем.

Эйнштейн устанавливает, что пространство является евклидовым лишь при отсутствии масс, приводящих к появлению поля тяготения. Наличие масс приводит к изменению пространства и времени. Пространство становится неевклидовым, приобретает кривизну. Движение тел по инерции в таком пространстве уже происходит не по прямым, как в пространстве Евклида *), а по

*) Для того чтобы представить себе это, рассмотрим двухмерное пространство не плоское, а с кривизной, например поверхность сферы. В таком пространстве (т. е. на поверхности сферы) движение по инерции происходит не по прямой, а по дуге большого круга.

некоторым кривым. Отклонение от прямолинейного движения (обусловленное кривизной пространства, вызванной наличием масс) трактуется как действие поля тяготения (этих масс). Таким образом, движение в поле тяготения не есть собственно движение под действием сил, а движение по инерции в пространстве с кривизной, обусловленной наличием тяготеющих масс, откуда и следует, что масса инертная и есть масса гравитационная и их «совпадение» не случайно. В области действия масс (по обычной терминологии — в поле тяготения) меняется и скорость течения времени. Чем больше поле тяготения, тем медленнее течет время.

Инерциальная система есть понятие абстрактное. Любые тела природы находятся под действием сил, т. е. не являются инерциальными системами отсчета. Не существует тел, которые не находились бы в поле тяготения. Распространение принципа относительности, т. е. установление единства законов природы во всей Вселенной, для любых реальных, т. е. находящихся в поле тяготения и ускоренных тел, является величайшим достижением теории Эйнштейна. Столь же важным является установление органической связи между основной характеристикой материальных тел — их массой — и свойствами пространства и времени. Это огромный шаг вперед по сравнению с ньютоновыми представлениями, в которых пространство, время и материя метафизически разрознены и свойства материи не сказываются на свойствах пространства и времени.

Каковы экспериментальные обоснования общей теории относительности?

Опытные кеплеровы законы движения планет легли в основу ньютонова закона всемирного тяготения. Согласно этим законам, планеты движутся по эллипсам, в одном из фокусов которого находится Солнце. Однако еще в прошлом веке была установлена особенность в движении ближайшей к Солнцу планеты Меркурия. Перигелий (ближайшая к Солнцу точка орбиты) Меркурия не неподвижен, но поворачивается на 43″ за 100 лет *). Это явление не находило удовлетворительного объяснения.

Расчет орбиты Меркурия по формулам общей теории относительности дал (без всяких дополнительных предположений!) для поворота перигелия 43″ за столетие. Для Венеры смещение перигелия составляет 8″ за сто лет, для более далеких от Солнца планет смещение так мало, что лежит за пределами достигнутой точности наблюдений.

И из законов ньютоновой механики и из общей теории относительности следует отклонение лучей света в поле тяготения. Но отклонение, предсказываемое общей теорией относительности,

---

*) Имеется в виду особенность движения Меркурия, не сводимая к известным ранее причинам — возмущениям со стороны других планет.

ровно вдвое больше ньютоновского. Наблюдения, произведенные над звездами, свет которых проходит вблизи поверхности Солнца (такие наблюдения удается проводить лишь в моменты полных солнечных затмений), подтвердили правильность предсказания Эйнштейна.

Согласно общей теории относительности, время в мощных полях тяготения (т. е. заметно неевклидовом пространстве) течет медленнее. Это значит, что медленнее движутся электроны в атомах, меньше частоты испускаемого излучения: весь спектр смещается в красную сторону (эйнштейновское «красное гравитационное смещение»). Звезды, получившие название белых карликов, обладают средней плотностью вещества до нескольких тонн на 1 *см*^{3}, т. е. плотностью, в миллионы раз превосходящей плотность обычных тел. Обладая массой порядка массы Солнца, они по размерам близки к Земле. На поверхности белых карликов ускорение силы тяжести в миллионы раз больше, чем на поверхности Земли. Для их спектров красное гравитационное смещение не только обнаружено, но хорошо измеримо, находится в полном соответствии с теорией и служит сейчас одним из способов определения масс таких звезд.

До сих пор не известно ни одного факта, который противоречил бы общей теории относительности.

Частный принцип играет огромную роль в современной физике. Удовлетворение его условий — обязательный критерий правильности рассматриваемых положений.

Общая теория относительности привлекает к себе в наши дни все больший интерес. Проведенные с ее помощью теоретические исследования показали, что большие массы вещества могут отдавать за счет работы гравитационных сил в десятки раз большую энергию, чем за счет термоядерных реакций. Не исключено, что именно таков механизм отдачи излучения гигантской мощности открытых в 1963 г. космических объектов «сверхзвезд» или «квазаров», светимость которых на два порядка выше светимости галактик.

Есть основания думать, что общая теория относительности будет играть ведущую роль и в будущей теории микрочастиц.

ГЛАВА IX

ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

§ 30. Испускание и поглощение света. Тепловое излучение

Если на какое-либо тело падает поток излучения Φ_0 (рис. 1.135), то часть потока $\Phi_{отр}<\Phi_0$ отражается от поверхности тела обратно: от гладкой поверхности зеркально, а от матовой — диффузно во все стороны. При не слишком большой толщине тела часть падающего света пройдет насквозь и за телом будет наблюдаться поток излучения $\Phi_{прох}<\Phi_0$. Наконец, часть потока, проникающего в тело, будет поглощаться частицами последнего и превращаться в другие формы энергии, в конечном счете — в тепло. Обозначая эту часть через $\Phi_{погл}$, можно составить общий баланс энергии:

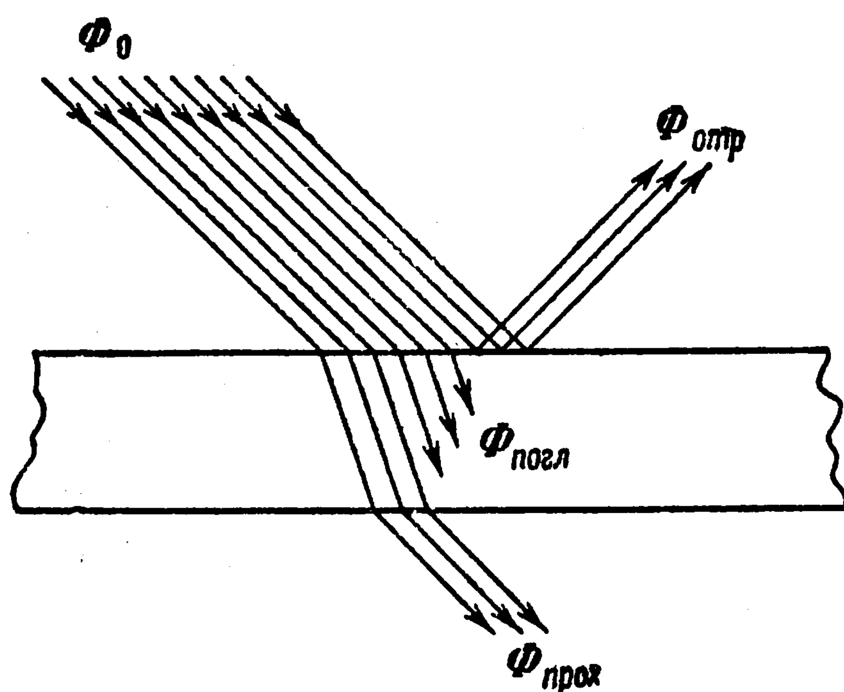


Рис. 1.135.

$$\Phi_0=\Phi_{отр}+\Phi_{погл}+\Phi_{прох}. \quad (30.1)$$

Разделив обе части этого равенства на Φ_0, получим:

$$1=\frac{\Phi_{отр}}{\Phi_0}+\frac{\Phi_{погл}}{\Phi_0}+\frac{\Phi_{прох}}{\Phi_0}. \quad (30.2)$$

Безразмерное отношение $\rho=\frac{\Phi_{отр}}{\Phi_0}$ называется лучеотражательной или просто отражательной способностью тела (коэффициент отражения). Отношение $a=\frac{\Phi_{погл}}{\Phi_0}$ называется лучепоглощательной способностью тела. Наконец, отношение $D=\frac{\Phi_{прох}}{\Phi_0}$ можно назвать лучепропускательной способностью тела. Согласно (30.2), эти три коэффициента связаны между собой соотношением

$$1=\rho+a+D. \quad (30.3)$$

Величина D, характеризующая прозрачность тела, зависит от толщины последнего. При достаточной толщине любое тело практически непрозрачно (см. § 21). Большинство твердых тел непрозрачно уже при сравнительно небольшой толщине. В этом случае можно считать, что $D = 0$ и

$$1 = \rho + a. \qquad (30.4)$$

Отражательная способность ρ такого тела зависит от его строения и состояния и от характера обработки поверхности (гладкая или матовая). Из уравнения связи (30.4) следует, что лучепоглощательная способность тела a однозначно связана с ρ и определяется теми же факторами.

Если частота колебаний падающей электромагнитной волны ν совпадает с одной из собственных частот колебаний электрических зарядов, составляющих тело ν_i, то наступит резонанс и амплитуда колебаний этих зарядов сильно возрастет. С увеличением амплитуды колебаний возрастает вероятность перехода их энергии в тепловую при столкновениях. Поэтому в области, близкой к резонансу, увеличивается коэффициент объемного поглощения K и такие волны проникают в тело на очень малую глубину (§ 21).

С другой стороны, увеличение амплитуды приводит к усиленному излучению колеблющимися зарядами электромагнитных волн той же частоты во все стороны и, в частности, в направлениях, противоположных распространению падающей волны. Поэтому в резонансной области увеличивается коэффициент отражения ρ и полное поглощение поверхностью тела, т. е. лучепоглощательная способность a, может снижаться. Так, при отражении электромагнитных волн, обладающих непрерывным спектром, от поверхности какого-либо ионного кристалла преимущественно отражаются волны резонансных частот. При многократном отражении от одного и того же кристалла выходящий пучок содержит практически только эти частоты (остаточные лучи).

Приведенный пример показывает физическое различие между объемным коэффициентом поглощения K и лучепоглощательной способностью поверхности тела a. Кроме того, из него видно, что лучепоглощательная способность тела зависит от частоты ν падающего излучения или от его длины волны $\lambda = \frac{c}{\nu}$. Обозначим через $a_{\lambda, T}$ лучепоглощательную способность тела для излучения данной длины волны λ при температуре T, характеризующей состояние тела. Отражательную способность тела при той же температуре и для той же длины волны обозначим соответственно через $\rho_{\lambda, T}$. Тогда соотношение (30.4) можно переписать в виде:

$$\rho_{\lambda, T} = 1 - a_{\lambda, T}. \qquad (30.5)$$

Зависимость $a_{\lambda,T}$ и $\rho_{\lambda,T}$ от длины волны λ обусловливает окраску освещаемых тел. Как указывалось в § 22, если какое-либо тело интенсивно поглощает все падающие на него лучи, кроме, например, зеленых ($\lambda_{зел} \approx 500$ *нм*), то при освещении его белым светом оно будет отражать только зеленые лучи, т. е. иметь зеленую окраску. Следует отметить, что при освещении такого тела монохроматическим, но не зеленым светом, такое тело ничего не отражает и будет представляться просто черным.

Тело, которое абсолютно не поглощало бы излучение и полностью отражало все падающие на него лучи

$$a_{\lambda, T} = 0 \quad \text{и} \quad \rho_{\lambda, T} = 1, \tag{30.6}$$

называется абсолютно белым телом. Наблюдаемый цвет такого тела полностью определяется спектральным составом освещающего его излучения.

Тело, полностью поглощающее все падающее на него излучение, называется абсолютно черным телом. Для абсолютно черного тела

$$a_{\lambda, T} = 1 \quad \text{и} \quad \rho_{\lambda, T} = 0. \tag{30.7}$$

При освещении такого тела посторонним источником света оно не будет ничего отражать и представится нам черным. Например, для сажи в видимой области $a_{\lambda,T} \approx 0{,}99$, что и обусловливает черный цвет последней. Все же сажу нельзя считать абсолютно черным телом вообще, так как в инфракрасной области спектра ее поглощательная способность уменьшается.

Тело, поглощательная способность которого меньше единицы, но одинакова для всех длин волн:

$$a_{\lambda, T} = \text{const} < 1, \tag{30.8}$$

называется серым телом.

Наряду с отражением и поглощением падающего на них излучения все тела сами способны испускать электромагнитные волны — светиться. Причины такого свечения многообразны. Кусок сахара слабо светится при раскалывании. При расчесывании волос в темной комнате наблюдаются светящиеся искорки. Газ в разрядной трубке светится при прохождении электрического тока. Стеклянная стенка этой трубки испускает зеленое свечение под действием ударов электронов. Кусочек фосфора, окисляющийся на воздухе, светится вследствие протекающей химической реакции и т. п. Все эти случаи свечения тел при различном внешнем воздействии мы объединяем под общим названием люминесценции.

В отличие от явлений люминесценции, *свечение тел при их нагревании называется температурным или тепловым излучением.* В этом случае энергия внутренних хаотических тепловых движе-

ний частиц тела (при $T > 0°$ К) непрерывно переходит в энергию испускаемого электромагнитного излучения. В настоящей главе мы рассмотрим законы этого теплового излучения.

Основной количественной характеристикой теплового излучения тела является его лучеиспускательная способность e_T, т. е. лучистая энергия, испускаемая единицей поверхности тела за единицу времени (*эрг/см²·сек* или *дж/м²·сек=вт/м²*) при температуре тела T. Эта энергия уносится с электромагнитными волнами различной длины ($0 \leqslant \lambda \leqslant \infty$) и для излучения целесообразно полную лучеиспускательную способность тела e_T расчленить на составные части по отношению к различным длинам волн.

Энергия электромагнитных волн с длиной волны от λ до $\lambda + d\lambda$, испускаемая единицей поверхности излучающего тела за единицу времени, пропорциональна величине выделенного интервала длин волн:

$$de_T = e_{\lambda, T}\, d\lambda. \qquad (30.9)$$

Коэффициент пропорциональности $e_{\lambda, T}$ есть лучеиспускательная способность тела при данной температуре T и для данной длины волны λ, и имеет размерность *вт/м²·м=вт/м³* (т. е. рассчитывается на единицу интервала длин волн $d\lambda = 1$).

Полная лучеиспускательная способность тела e_T складывается из элементарных de_T, т. е.

$$e_T = \int de_T = \int\limits_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} e_{\lambda, T}\, d\lambda, \qquad (30.10)$$

где интеграл распространен на весь бесконечный интервал всевозможных длин волн.

Примерный вид спектральной характеристики теплового излучения $e_{\lambda, T}$ при некоторой температуре T изображен на рис. 1.136. Заштрихованная накрест полоска имеет площадь $e_{\lambda, T}\, d\lambda$ и представляет собой энергию de_T, излучаемую в данном интервале длин волн $d\lambda$. Полная лучеиспускательная способность e_T изображается на рис. 1.136 всей заштрихованной площадью.

С ростом температуры увеличивается интенсивность теплового движения частиц тела и возрастает энергия, излучаемая телом с электромагнитными волнами любых λ. Поэтому при $T' > T$ вся спектральная характеристика теплового излучения поднимается, как это изображено на рис. 1.136 пунктиром. Возрастает при этом и площадь под кривой $e_{\lambda, T}$, т. е. полная лучеиспускательная способность тела e_T. При абсолютном нуле температуры ($T = 0°$К) тепловое движение отсутствует и

$$e_{\lambda, 0} \equiv 0, \qquad (30.11)$$

т. е. тело не может далее уменьшать своей энергии и его тепловое излучение прекращается.

Каждое тело при данной температуре характеризуется своей кривой лучеиспускательной способности в различных частях

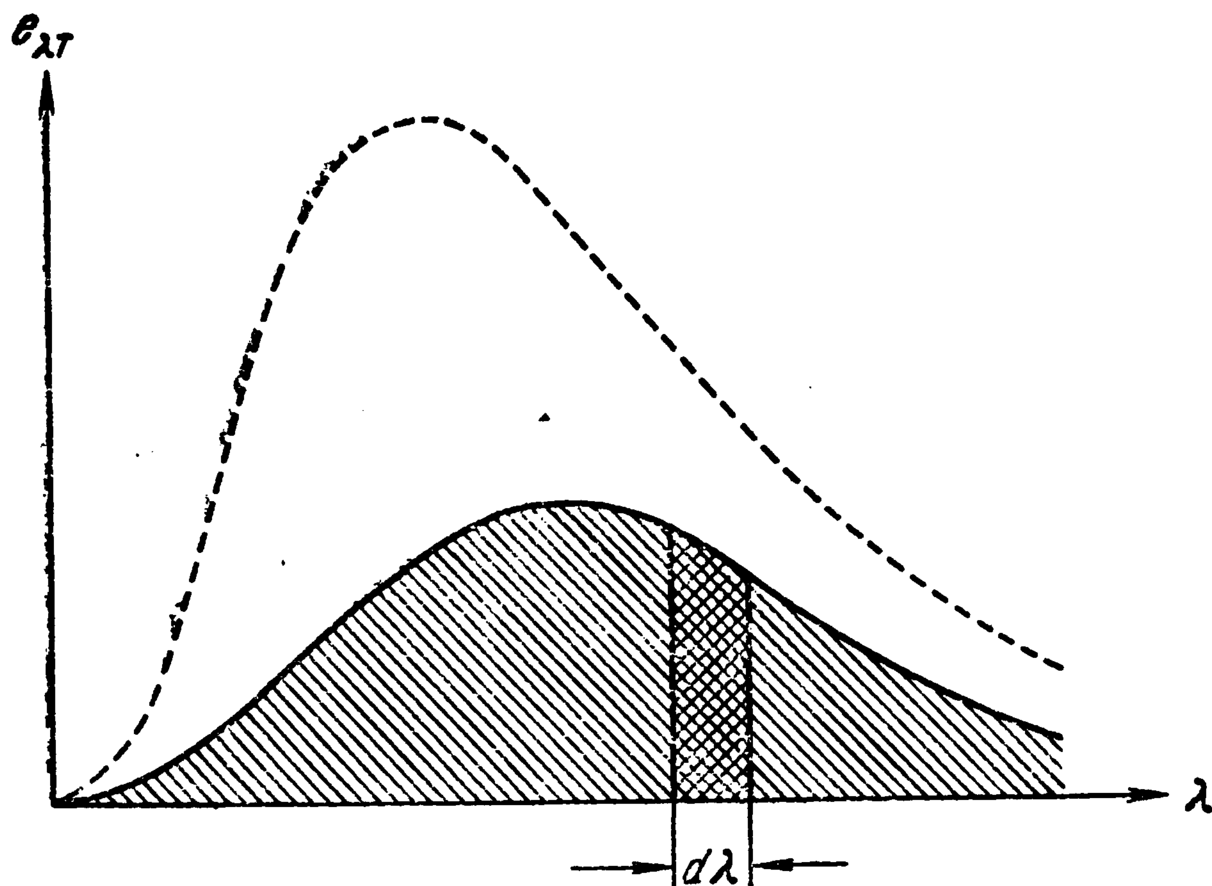


Рис. 1.136.

спектра $e_{\lambda, T}$ и своим значением полной (или интегральной) лучеиспускательной способности e_T. Как указывалось в § 22, жидкости и твердые тела дают сплошной спектр испускания, аналогично изображенному на рис. 1.136, а нагретые газы и пары испускают линейчатые и полосатые спектры.

§ 31. Закон Кирхгофа. Излучение абсолютно черного тела

При тепловом излучении энергия теплового движения в теле переходит в энергию испускаемых электромагнитных волн. При поглощении света происходит обратный процесс перехода лучистой энергии в тепловую энергию тела. В обоих случаях взаимные превращения тепловой и лучистой энергии протекают через промежуточную стадию колебания электрических зарядов в теле. Поэтому лучеиспускательная и лучепоглощательная способности тела обусловлены одними и теми же деталями его строения и тесно связаны друг с другом. Для установления этой связи применимы термодинамические методы исследования.

Представим себе произвольное тело в виде бесконечной однородной пластины *1* (рис. 1.137). Расположим параллельно ему такую же пластину *2*, вырезанную из абсолютно черного тела. При данной температуре T нечерное тело характеризуется определен-

ной лучеиспускательной способностью e_T и соответственно полной лучепоглощательной способностью a_T. Для абсолютно черного тела $a=1$, а его лучеиспускательную способность, в отличие от всех других тел, обозначим большой буквой E_T.

Если в пространстве между пластинами *1* и *2* создать абсолютный вакуум, то они будут обмениваться энергией только с помощью излучения. При таком чисто лучистом теплообмене оба тела через некоторое время придут в термодинамическое равновесие и их температуры сравняются. В дальнейшем лучистая энергия, испускаемая каждым телом, должна в точности равняться энергии, поглощаемой им за то же время. Если бы при одинаковых температурах тел испускание не равнялось поглощению, то одно из этих тел начало бы нагреваться, а другое — остывать. В этом случае поток тепла переходил бы от более холодного тела к более горячему. Как мы видели в т. I, § 36, такой процесс связан с уменьшением энтропии системы и самопроизвольно происходить не может.

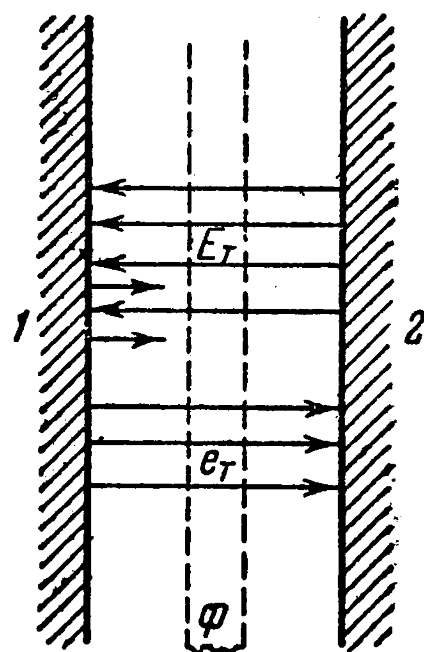


Рис. 1.137.

Заметим, что наличие между пластинами газа может за счет теплопроводности ускорить достижение равновесного состояния, но никак не скажется на окончательном равновесии. Температура газа в конце процесса станет равной температуре обеих пластин и его наличие никак не изменит условий теплового баланса.

Составим при равновесии ($T_1=T_2=T$) баланс лучистой энергии для каждой из пластин. В силу полной симметрии их расположения можно для упрощения выкладок считать, что каждая единица площади одной из пластин находится в равновесии с расположенной непосредственно против нее единичной площадкой второй пластины.

Для нечерной пластины поток лучистой энергии, испускаемой единицей площади за единицу времени, равен e_T. За то же время на эту площадку падает лучистая энергия E_T, испущенная единицей площади абсолютно черного тела. Из этой величины, однако, лишь доля $a_T E_T$ поглощается нечерной пластиной *1*, а остальная часть $(1-a_T)E_T$ отражается обратно. Следовательно,

$$e_T = a_T E_T. \tag{31.1}$$

Единица площади абсолютно черной пластины *2* испускает за единицу времени поток лучистой энергии E_T. За это же время на эту площадку со стороны нечерной пластины приходит излученная последней энергия e_T и отраженная от нее энергия $(1-a_T)E_T$. Вся эта пришедшая энергия полностью поглощается абсолютно черным

телом ($a=1$) и, следовательно,

$$E_T = e_T + (1 - a_T) E_T. \quad (31.2)$$

Из обоих уравнений (31.1) и (31.2) вытекает одно и то же соотношение:

$$\frac{e_T}{a_T} = \frac{E_T}{1} = E_T. \quad (31.3)$$

Отношение полной лучеиспускательной способности любого тела к его лучепоглощательной способности при данной температуре есть величина постоянная, равная лучеиспускательной способности абсолютно черного тела при той же самой температуре.

Это соотношение было теоретически выведено в 1860 г. Кирхгофом и прекрасно подтвердилось на опыте. Если поместить между рассматриваемыми пластинами светофильтр, пропускающий лишь узкий участок длин волн $d\lambda$ и полностью отражающий все остальные, то можно точно таким же путем доказать справедливость закона Кирхгофа не только для интегральных величин, но и для дифференциальных, т. е. установить соотношение

$$\frac{e_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} = \frac{E_{\lambda,T}}{1} = E_{\lambda,T}. \quad (31.4)$$

Отношение лучеиспускательной и поглощательной способности для любых тел при одинаковой их температуре T и для одной и той же длины волны λ одинаково и не зависит от природы этих тел. Это отношение является универсальной функцией длины волны и температуры и равно лучеиспускательной способности абсолютно черного тела $E_{\lambda,T}$.

Поскольку для абсолютно черного тела $a=1$, а для других тел $a_{\lambda,T}<1$, то из (31.4) вытекает весьма важное утверждение. Излучение, которое тело сильнее поглощает, сильнее и испускается. При данной температуре

$$e_{\lambda,T} = a_{\lambda,T} E_{\lambda,T} < E_{\lambda,T}, \quad (31.5)$$

т. е. тепловое излучение абсолютно черного тела во всех частях спектра интенсивнее, чем для нечерного тела, нагретого до той же самой температуры.

Возьмем белую фарфоровую тарелку и нанесем на нее какой-либо узор, зачернив отдельные участки ее поверхности сажей. При комнатной температуре собственное тепловое излучение тарелки будет пренебрежимо слабым. Чтобы видеть эту тарелку, нам придется осветить ее светом от какого-либо постороннего горячего источника света (электрическая лампочка, Солнце). Тогда покрытые сажей участки будут сильнее всего поглощать падающий свет, и мы увидим черный узор на белом фоне (рис. 1.138, *а*).

Нагреем эту тарелку до температуры ~1000° С и перенесем ее в темную комнату, пока она не остыла. В отсутствие посторонних источников света мы увидим собственное тепловое излучение тарелки. Тогда, по закону Кирхгофа, зачерненные участки будут сильнее всего излучать, и мы увидим яркий светящийся узор на более тусклом фоне остальной части тарелки (рис. 1.138,*б*).

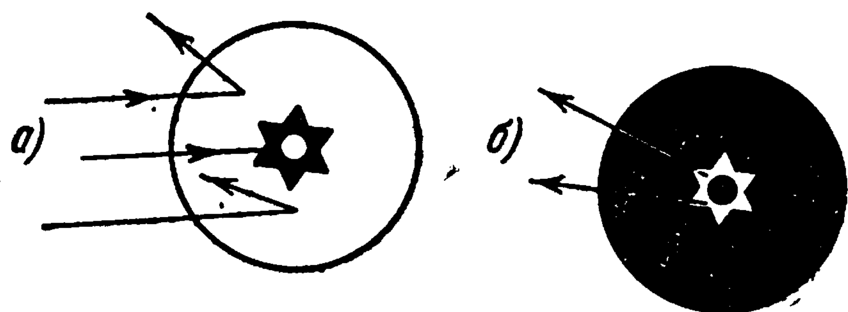
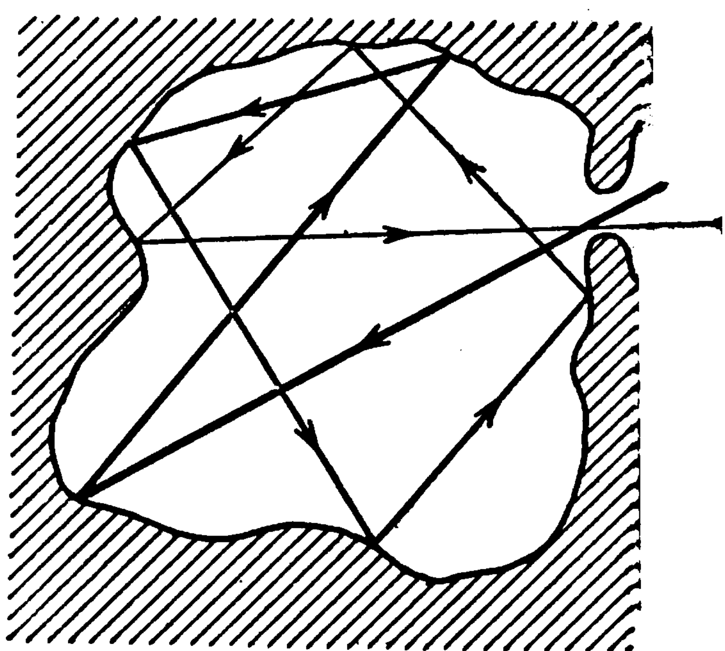


Рис. 1.138.

При данной температуре T абсолютно черное тело является наиболее сильным излучателем на любой длине волны и суммарно. Для проверки этого утверждения и экспериментального исследования универсальной функции $E_{\lambda,T}$ В. А. Михельсон предложил весьма простую и остроумную модель абсолютно черного тела. Такой моделью является маленькое отверстие в стенке полости, сделанной из любого материала (рис. 1.139). Луч, падающий извне на отверстие, попадет внутрь полости и, прежде чем выйти обратно наружу, испытает многократное отражение от стенок. Из чего бы ни были сделаны внутренние стенки полости, при каждом отражении луча всегда будет происходить частичное поглощение его энергии. Поэтому после многократного отражения интенсивность выходящего обратно луча будет практически равна нулю. Таким образом, это *отверстие* будет практически полностью поглощать все падающие на него лучи и *является абсолютно черным телом*.


Рис. 1.139.

Это отверстие может излучать. Если мы нагреем стенки полости до некоторой температуры T, то они начнут испускать электромагнитное излучение. Это излучение будет распространяться внутри полости, частично отражаясь от стенок, частично поглощаясь последними. В результате внутри полости установится равновесие между испусканием и поглощением, и она заполнится электромагнитными волнами разной длины, поляризации и интенсивности, хаотически движущимися во все стороны.

Свойства этого равновесного излучения будут разобраны подробнее в следующем параграфе. Здесь же отметим, что, выходя через малое отверстие, оно будет определять спектральную

характеристику последнего, т. е. лучеиспускательную способность $E_{\lambda,T}$ этого абсолютно черного тела.

Сконструировав описанную выше модель, можно измерить излучение, выходящее из отверстия в полости. Направляя это излучение на чувствительный термоэлемент или болометр, можно измерить интегральное излучение E_T. Разлагая предварительно, с помощью призмы или дифракционной решетки, это излучение в спектр (рис. 1.140), можно детальнее изучить спектральный состав теплового излучения и найти на опыте функцию $E_{\lambda,T}$.

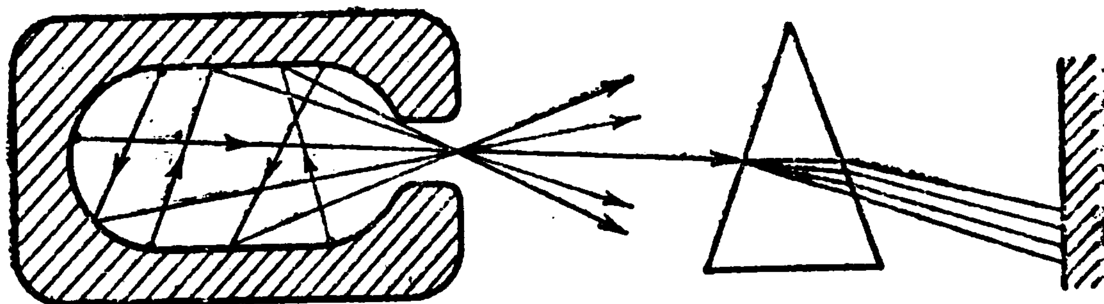


Рис. 1.140.

Сопоставление этих теоретических выводов с результатами прямых измерений позволило, как мы увидим в следующем параграфе, произвести детальную проверку законов распространения света и взаимодействия его с веществом. При этом выяснился целый ряд новых, ранее не известных нам свойств света.

Настоятельная необходимость теоретического и экспериментального изучения функции $E_{\lambda,T}$ выдвигалась и потребностями практики. В 1872 г. А. Н. Лодыгин сконструировал лампу накаливания в стеклянном баллоне с угольным стерженьком. В 1876 г. П. Н. Яблочков изобрел свою дуговую лампу. В 1894 г. А. Н. Лодыгин получил патент на лампу накаливания с вольфрамовой нитью. Широкое применение этих тепловых источников света и развитие спектрального анализа потребовали от физиков создания правильных расчетных формул и указаний правильных и перспективных путей развития осветительной техники.

§ 32. Равновесное излучение. Формула Планка и ее следствия

Рассмотрим замкнутую полость внутри твердого тела, нагретого до некоторой температуры T. Стенки полости будут излучать, отражать и поглощать электромагнитные волны, и в результате, как отмечалось в § 31, внутри полости установится вполне определенное равновесное излучение. Это излучение будет характеризоваться средней объемной плотностью энергии $w(T)$ *дж/м*^{3} и определенным спектральным составом. Средняя плотность энергии электромагнитных волн в интервале от λ до $\lambda+d\lambda$ будет про-

порциональна этому интервалу

$$dw = w(\lambda,\ T)\,d\lambda, \tag{32.1}$$

и полная плотность энергии получается интегрированием

$$w(T) = \int_0^\infty w(\lambda,\ T)\,d\lambda. \tag{32.2}$$

Характеристики равновесного излучения $w(\lambda,\ T)$ и $w\ (T)$ не зависят от материала и свойств стенок полости. По закону Кирхгофа, если какой-нибудь участок стенки имел повышенную (или пониженную) лучеиспускательную способность $e_{\lambda,T}$ для некоторой длины волны λ, то он соответственно сильнее (или слабее) поглощал бы тот же самый участок спектра. В результате, равновесие между этим участком и излучением устанавливалось бы при той же самой спектральной плотности излучения, как если бы стенка была сделана из абсолютно черного тела.

Действительно, лучистый поток данной длины волны $\Phi(\lambda,\ T)$, падающий на стенку, поглощается частично в соответствии с ее поглощательной способностью $a_{\lambda,T}$. При равновесии поглощенный поток $a_{\lambda,T}\,\Phi(\lambda,\ T)$ должен в точности равняться лучистому потоку, испускаемому стенкой, т. е.

$$a_{\lambda,\ T}\Phi(\lambda,\ T) = e_{\lambda,\ T}. \tag{32.3}$$

Отсюда

$$\Phi(\lambda,\ T) = \frac{e_{\lambda,\ T}}{a_{\lambda,\ T}} = E_{\lambda,\ T}, \tag{32.4}$$

т. е. спектральный состав равновесного излучения не зависит от материала и оптических характеристик стенки. Любые тела, помещаемые внутрь полости и достигшие вследствие лучистого теплообмена равновесной температуры T, не меняют и состава равновесного излучения в полости. В частности, таким телом может быть и любой газ, заполняющий полость.

Поместим внутрь полости белую тарелку с зачерненным узором, рассматривавшуюся в предыдущем параграфе. Зачерненные и незачерненные участки будут обладать различной поглощательной и испускательной способностью. Лучистый поток, идущий от каждого участка поверхности, будет складываться из собственного излучения $e_{\lambda,T}$ и отраженной доли $(1-a_{\lambda,T})$ падающего на поверхность равновесного излучения $E_{\lambda,T}$. Используя (32.3), можно показать, что суммарный поток, идущий от каждого участка, равен

$$e_{\lambda,\ T} + (1-a_{\lambda,\ T})\,E_{\lambda,\ T} = a_{\lambda,\ T}E_{\lambda,\ T} + (1-a_{\lambda,\ T})\,E_{\lambda,\ T} = E_{\lambda,\ T}$$

и не зависит от лучеиспускательной и поглощательной способности этого участка. Зачерненные участки будут сильнее поглощать падающее излучение, чем незачерненные, и меньше его отражать,

но зато будут давать более интенсивное собственное излучение $e_{\lambda,T}$. В результате, если посмотреть через отверстие в полость, то ни узоры на фоне тарелки, ни сама тарелка на фоне стенок полости не будут видны; все участки поверхности будут представляться одинаково светлыми.

Примеры с тарелкой, рассмотренные в данном и предыдущем параграфах, показывают, что мы имеем возможность различать предметы, только если пользоваться неравновесным излучением. Так, при наблюдении в обычных условиях мы имеем дело с телами, температура которых колеблется в пределах 250—300° K, в то время как температура излучающей поверхности Солнца равна примерно 6000° K, а раскаленной нити электрической лампы — около 2000° K.

Равновесное излучение в полости представляет собой материальную систему электромагнитных волн, движущихся хаотически и в этом смысле до некоторой степени напоминающих идеальный газ, рассматривавшийся в т. I. То обстоятельство, что волны, падающие на стенку, частично поглощаются, вновь испускаются и отражаются, не меняет свойств равновесного излучения и его основной характеристики — плотности энергии на единицу интервала длин волн. Поэтому для анализа свойств равновесного излучения можно применять статистические и термодинамические методы, аналогичные применявшимся при анализе идеального газа.

Сделаем в стенке полости небольшое отверстие площадью dS. Излучение данного интервала длин волн $d\lambda$ движется во все стороны хаотически. Для упрощения расчета будем считать (как и для идеального газа), что в направлении, перпендикулярном к отверстию, будет двигаться 1/3 этих волн, причем половина из них будет двигаться от отверстия внутрь полости, а остальная часть выходить наружу. За время dt через отверстие площадью dS тогда выйдут все волны, заключенные в цилиндре с площадью основания dS и высотой $c\,dt$ (где c — скорость света), движущиеся по направлению к площадке. Эти волны несут с собою энергию, которая излучается отверстием наружу:

$$\frac{1}{2}\cdot\frac{1}{3}w(\lambda,\ T)\,dSc\,dt.$$

Более точное интегрирование по всем направлениям распространения излучения дает результат, несколько отличающийся численным множителем. Поток энергии через площадку оказывается равным

$$\frac{1}{4}cw(\lambda,\ T)\,dS\,dt.$$

С другой стороны, это отверстие является абсолютно черным телом и за время dt с площади dS должно излучаться $E_{\lambda,T}dS\,dt$.

Приравнивая эти два выражения для энергии, излучаемой отверстием, и сокращая на произведение $dS\,dt$, получаем

$$E_{\lambda,\,T}=\frac{c}{4}\,w(\lambda,\ T), \qquad (32.5)$$

т. е. лучеиспускательная способность абсолютно черного тела однозначно связана с плотностью энергии равновесного излучения и отличается от последней лишь постоянным размерным множителем $\frac{c}{4}$. Интегрируя обе части равенства (32.5) по λ, можно получить аналогичное соотношение между полной лучеиспускательной способностью абсолютно черного тела и полной плотностью энергии равновесного излучения:

$$E_T=\frac{c}{4}\,w(T). \qquad (32.6)$$

Таким образом, задача о нахождении универсальной функции $E_{\lambda,T}$ свелась к задаче статистической физики — нахождению спектрального распределения энергии равновесного излучения $w(\lambda,\ T)$. Однако многочисленные попытки вывести теоретически эти зависимости вплоть до 1900 г. оканчивались неудачами, хотя ряд качественных соотношений удалось при этом получить, исходя из законов классической физики — термодинамики, электродинамики. Так, исходя из соотношения между плотностью энергии электромагнитных волн и давлением света, вытекавшего из электродинамики, Больцман в 1884 г. чисто термодинамическим путем доказал пропорциональность полной лучеиспускательной способности абсолютно черного тела четвертой степени его абсолютной температуры, т. е.

$$E_T=\sigma T^4. \qquad (32.7)$$

Несколько ранее, в 1878 г., это соотношение было получено из опыта Стефаном и поэтому (32.7) получило название закона Стефана—Больцмана. При этом Стефан ошибочно полагал, что это соотношение справедливо для любых тел, а не только для абсолютно черного тела, с которым он, кстати, и не экспериментировал.

Термодинамический вывод не смог дать величину постоянного множителя в законе Стефана—Больцмана и ее пришлось определять на опыте.

Еще меньше смогла дать термодинамика для определения спектрального распределения равновесного излучения. Из чисто термодинамических соображений Вин показал, что должно выполняться соотношение

$$E_{\lambda,\,T}=\frac{f(\lambda\cdot T)}{\lambda^5}, \qquad (32.8)$$

где $f(\lambda \cdot T)$ есть некоторая функция произведения длины волны на абсолютную температуру, определить вид которой с помощью одной лишь термодинамики нельзя. Из (32.8) вытекало, что максимум лучеиспускательной способности $\left(\frac{dE_{\lambda,\,T}}{d\lambda} = 0\right)$ находится при некоторой длине волны $\lambda_{макс}$, которая связана с абсолютной температурой T соотношением

$$\lambda_{макс} \cdot T = \text{const}. \qquad (32.9)$$

Таким образом, с ростом температуры максимум лучеиспускательной способности абсолютно черного тела смещается в сторону более коротких длин волн. Равенство (32.9) получило название закона смещения Вина. Величина константы в законе Вина из термодинамики также не могла быть определена и ее определили из опыта.

В 1887 г. В. А. Михельсон применил методы статистической физики к тому массовому коллективу элементарных излучателей, которым является нагретое тело. Сделав допущение, что интенсивность излучения атомов в данном спектральном интервале пропорциональна квадрату частоты колебания (аналогично энергии гармонически колеблющейся точки, см. т. I, § 52), Михельсон получил формулу, которая в общих чертах отвечала виду кривой $E_{\lambda,T}$, однако не совпадала с последней.

Вин предложил интерполяционную формулу вида

$$E_{\lambda,\,T} = \frac{\alpha}{\lambda^5} e^{-\frac{\beta}{\lambda T}}, \qquad (32.10)$$

удовлетворяющую термодинамическому условию (32.8). Эта формула при должном выборе постоянных α и β приводила к хорошему совпадению в области коротких волн, но давала преуменьшенные значения в области больших λ.

Более строгая попытка теоретического вывода $E_{\lambda,T}$ была сделана Рэлеем. Он исходил из рассмотрения стоячих электромагнитных волн в замкнутой полости. Определялось число независимых волн в данном интервале $d\lambda$, а затем к этим волнам применялся классический закон о равномерном распределении энергии по степеням свободы. Каждой независимой волне приписывалась степень свободы и средняя энергия, равная $\frac{1}{2}kT$. В результате им было получено выражение

$$E_{\lambda,\,T} = \frac{2\pi ckT}{\lambda^4}, \qquad (32.11)$$

т. е. неизвестная функция в (32.8) имеет вид

$$f(\lambda \cdot T) = 2\pi ck\lambda \cdot T. \qquad (32.11')$$

Кривая Рэлея изображена на рис. 1.141 линией *1*. Интерполяционная кривая Вина — линией *2* (используется логарифмический масштаб). Кружочками на том же рисунке нанесены экспериментальные точки для той же температуры. Из рисунка видно, что применение к равновесному излучению законов классической электродинамики и статистики дает правильное значение для $E_{\lambda,T}$ лишь в области больших длин волн. Для коротких волн в ультрафиолетовой области и далее лучеиспускательная способность абсолютно черного тела не возрастает до бесконечности, а, напротив, убывает до нуля.

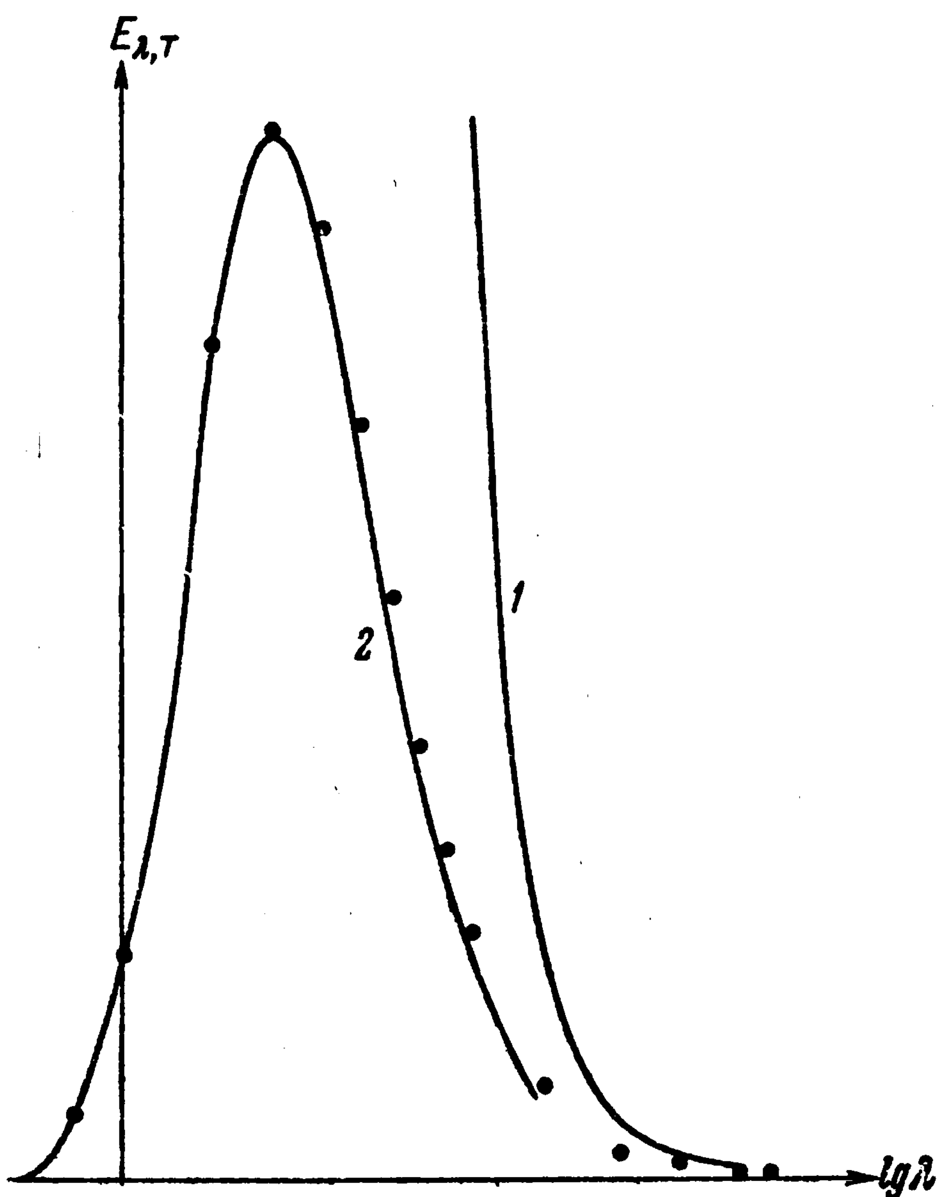


Рис. 1.141.

Формула Рэлея приводит к абсурдному результату и для полной лучеиспускательной способности. Интегрируя выражение (32.11) по λ, получаем:

$$E_T=\int_0^\infty E_{\lambda,T}d\lambda=$$

$$=2\pi ckT\int_0^\infty \frac{d\lambda}{\lambda^4}=\infty,$$

т. е. полная лучеиспускательная способность абсолютно черного тела должна быть бесконечно большой!?

Все эти затруднения, получившие в науке образное наименование «ультрафиолетовой катастрофы», указывали на наличие в теории каких-то коренных дефектов. Очевидно, электромагнитная теория света становится неприменимой для излучения с короткими длинами волн и какие-то ее принципиальные положения должны быть пересмотрены.

Этот пересмотр был произведен М. Планком. В 1900 г. Планк показал, что правильное выражение для $E_{\lambda,T}$ можно получить, лишь предположив, что *излучение испускается телами не непрерывно, но в виде отдельных порций. Энергия каждой такой порции — кванта излучения — пропорциональна его частоте*:

$$\varepsilon=h\nu=\frac{hc}{\lambda}, \tag{32.12}$$

где h — универсальная постоянная, одинаковая по всему спектру, получившая впоследствии название постоянной Планка.

Из (32.12) можно определить размерность постоянной Планка:

$$[h]=\frac{[\varepsilon]}{[\nu]}=дж\cdot сек.$$

Величины такой размерности: энергия×время — носят название «действия».

Предположение Планка находится в резком противоречии с законами классической физики. В классической физике все величины — энергия, импульс, действие — могут иметь произвольные, сколь угодно малые значения, могут меняться плавно, непрерывно. Согласно этим представлениям, и тепловое излучение должно испускаться телами непрерывно, пополняться любыми порциями. Однако из этих представлений вытекает формула Рэлея (32.11), пришедшая в противоречие с опытом в области коротких волн и высоких частот, когда величина кванта (32.12) становится большой и нельзя пренебрегать дискретностью порций излучения. Естественно, что для очень коротких волн всей энергии теплового движения тела недостаточно, чтобы оно могло испустить хотя бы один такой квант. Таково, во всяком случае, качественное объяснение падения интенсивности излучения при $\lambda\to 0$ и разрешение ультрафиолетовой катастрофы классической физики.

Исходя из предположения (32.12) о дискретности испускаемого излучения и пользуясь статистическими методами, Планк теоретически вывел выражение для $E_{\lambda,T}$, полностью совпадающее с опытом.

Приведем более простой вывод этого выражения, данный впоследствии Эйнштейном.

При поглощении и испускании атомами стенки кванта $h\nu$ меняется скачком энергия атома от некоторого значения E_1 до E_2 и обратно, так что

$$E_2-E_1=h\nu. \tag{32.13}$$

Обозначим через N_1 число атомов в данном участке стенки полости, заполненной излучением, обладающих энергией E_1, а через N_2 — число атомов, обладающих энергией E_2. Величина E_2 больше, чем E_1, и N_2 есть число атомов, энергетически возбужденных по отношению к N_1.

В т. I указывалось (см. §§ 20—21), что при статистическом равновесии число атомов, обладающих данным значением энергии E, зависит от последней по экспоненциальному закону Больцмана, т. е.

$$\left.\begin{aligned} N_1&=N_0e^{-\frac{E_1}{kT}},\\ N_2&=N_0e^{-\frac{E_2}{kT}} \end{aligned}\right\} \tag{32.14}$$

и

$$\frac{N_1}{N_2}=e^{+\frac{E_2-E_1}{kT}}=e^{\frac{h\nu}{kT}}=e^{\frac{hc}{kT\lambda}}. \tag{32.15}$$

Наличие равновесного излучения с той же температурой T не нарушает динамического равновесия между атомами, находящимися на различных энергетических уровнях E_1 и E_2. Число атомов, переходящих с верхнего уровня на нижний с испусканием квантов излучения данной частоты ν (или длины волны $\lambda = \frac{c}{\nu}$) должно равняться числу атомов, переходящих с нижнего уровня на верхний с поглощением таких же квантов за то же время.

Подсчитаем количество этих противоположных актов в отдельности. При этом следует учитывать, что, согласно законам электродинамики, электромагнитная волна, падающая на колеблющийся диполь, в зависимости от соотношения фаз их колебаний может как усиливать колебания диполя, так и тормозить их. Иными словами, излучение, падающее на атом, может заставлять последний не только поглощать, но и испускать соответствующие кванты энергии. Это обстоятельство приводит к тому, что возбужденные атомы с энергией E_2 переходят, под действием падающего на них излучения, на нижний уровень E_1.

Кроме того, как впервые указал Эйнштейн, возбужденные атомы могут испускать фотоны и самопроизвольно или «спонтанно», без всякого воздействия извне. Переход на верхний энергетический уровень без поглощения фотона, т. е. спонтанно, конечно, невозможен.

Количество возбужденных атомов, переходящих за единицу времени с верхнего уровня на нижний спонтанно, пропорционально их наличному числу N_2 и равно AN_2, где A — соответствующий коэффициент пропорциональности. Количество атомов, переходящих с верхнего уровня на нижний под воздействием излучения, очевидно, пропорционально и числу возбужденных атомов N_2 и плотности энергии падающего излучения $w(\lambda, T)$. Согласно (32.5), величина $w(\lambda, T)$ пропорциональна $E_{\lambda,T}$ и число вынужденных переходов возбужденных атомов на нижние уровни за единицу времени равно $B_{2,1}N_2E_{\lambda,T}$, где $B_{2,1}$ — соответствующий коэффициент вероятности перехода. Полное число самопроизвольных и вынужденных переходов и тем самым полное число испускаемых в единицу времени фотонов равно:

$$AN_2 + B_{2,1}N_2E_{\lambda,T}. \tag{32.16}$$

Атомы, находящиеся на нижнем энергетическом уровне E_1, могут переходить на верхний E_2 только за счет энергии падающего излучения. Поэтому количество таких переходов и число квантов, поглощаемых в единицу времени тем же участком стенки, равно:

$$B_{1,2}N_1E_{\lambda,T}, \tag{32.17}$$

где $B_{1,2}$ — соответствующий коэффициент вероятности перехода с уровня E_1 на уровень E_2.

При установившемся равновесии между излучением и стенкой количество поглощаемых (32.16) и испускаемых (32.17) за единицу времени фотонов равно друг другу, т. е.

$$AN_2 + B_{2,1}N_2E_{\lambda,T} = B_{1,2}N_1E_{\lambda,T}. \tag{32.18}$$

Решая уравнение (32.18) относительно $E_{\lambda,T}$ и учитывая (32.15), получаем:

$$E_{\lambda,T} = \frac{\frac{A}{B_{2,1}}}{\frac{B_{1,2}}{B_{2,1}}\frac{N_1}{N_2} - 1} = \frac{\frac{A}{B_{2,1}}}{\frac{B_{1,2}}{B_{2,1}}e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}. \tag{32.19}$$

Коэффициенты вероятности самопроизвольных и вынужденных переходов A, $B_{1,2}$ и $B_{2,1}$ могут быть точно рассчитаны лишь при полном

знании законов взаимодействия электромагнитных волн с атомами. Однако входящие в (32.19) отношения этих коэффициентов могут быть определены из простых общих соображений:

1. В предельном случае бесконечно высоких температур $T \to \infty$, $e^{\frac{hc}{\lambda kT}} \to e^{\frac{1}{\infty}} = e^0 = 1$, и формула (32.19) принимает вид

$$E_{\lambda,\infty} \to \frac{\frac{A}{B_{2,1}}}{\frac{B_{1,2}}{B_{2,1}} - 1}. \tag{32.20}$$

С другой стороны, при бесконечно высокой температуре атомы тела должны обладать бесконечно большой энергией и их лучеиспускательная способность должна быть бесконечно велика, т. е. $E_{\lambda,\infty} \to \infty$. Последнее, однако, возможно лишь, если знаменатель выражения (32.20) равен нулю, т. е. $\frac{B_{1,2}}{B_{2,1}} = 1$ (т. е. $B_{1,2} = B_{2,1}$). Подставляя это значение в (32.19), получаем:

$$E_{\lambda,T} = \frac{\frac{A}{B_{2,1}}}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}. \tag{32.21}$$

2. В области очень длинных волн энергия отдельного кванта $\varepsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$ очень мала по сравнению с энергией теплового движения kT. В этом случае в единицу времени излучается и поглощается такое большое число квантов, что излучение можно практически считать непрерывным. Следовательно, для длинных волн уравнение (32.21) должно переходить в классическую формулу Рэлея (32.11).

При больших λ показатель степени $\frac{hc}{\lambda kT} \ll 1$, и можно, разлагая экспоненциальную функцию в ряд, ограничиться двумя первыми членами:

$$e^{\frac{hc}{\lambda kT}} = 1 + \frac{hc}{\lambda kT} + \cdots \approx 1 + \frac{hc}{\lambda kT}.$$

Подставляя это разложение в (32.21) и сопоставляя с (32.11), получаем:

$$E_{\lambda,T} \approx \frac{A}{B_{2,1}} \frac{\lambda kT}{hc} = \frac{2\pi ckT}{\lambda^4}.$$

Отсюда

$$\frac{A}{B_{2,1}} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5},$$

и окончательно:

$$E_{\lambda,T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}. \tag{32.22}$$

Это выражение носит название формулы Планка для лучеиспускательной способности абсолютно черного тела. Из (32.22) и (32.5) можно найти и спектральную плотность энергии равновесного излучения $w(\lambda, T)$. В предельном случае длинных волн, как было показано выше, формула Планка переходит в формулу Рэлея (32.11), совпадающую в этом случае с опытом. В противоположном предельном случае коротких волн можно пренебречь единицей в знаменателе, и мы получаем:

$$E_{\lambda,\, T} \approx \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} e^{-\frac{hc}{\lambda kT}}, \tag{32.23}$$

что совпадает с интерполяционной формулой Вина (32.10), также хорошо оправдывающейся на опыте в этой области. Сопоставляя выведенную им теоретически формулу (32.22) с опытом, Планк определил численное значение универсальной постоянной h. По уточненным современным данным

$$h = 6{,}62 \cdot 10^{-34}\ \textit{дж} \cdot \textit{сек} = 6{,}62 \cdot 10^{-27} \textit{эрг} \cdot \textit{сек}.$$

Блестящие результаты, достигнутые при применении гипотезы Планка, были первым серьезным указанием на то, что к явлениям лучеиспускания законы классической физики уже неприменимы. Не вытекая из какой-либо законченной теории, не являясь, тем более, теорией, сама по себе гипотеза Планка показывала, что должна быть создана новая теория. В этой новой теории должно быть существенно отражено, что некоторые физические величины способны принимать не непрерывный, но дискретный ряд значений. К этим вопросам мы вернемся в последующих главах. Сейчас же обратимся к формуле Планка, вытекающим из нее следствиям и практическим применениям законов теплового излучения.

§ 33. Законы теплового излучения

На рис. 1.142 изображена серия кривых $E_{\lambda, T}$ для различных температур излучающего абсолютно черного тела. Согласно формуле Планка

$$E_{\lambda,\, T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}, \tag{33.1}$$

для каждой данной длины волны λ с ростом температуры показатель $\frac{hc}{\lambda kT}$ и величина, стоящая в знаменателе, $e^{\frac{hc}{\lambda kT}}$, убывают, а сама дробь возрастает. Следовательно, с ростом температуры возрастает лучеиспускательная способность во всех участках спектра, но в различной степени.

Из формулы Планка вытекают и все остальные законы теплового излучения. Рассчитаем полную лучеиспускательную способность абсолютно черного тела, интегрируя выражение (33.1) по

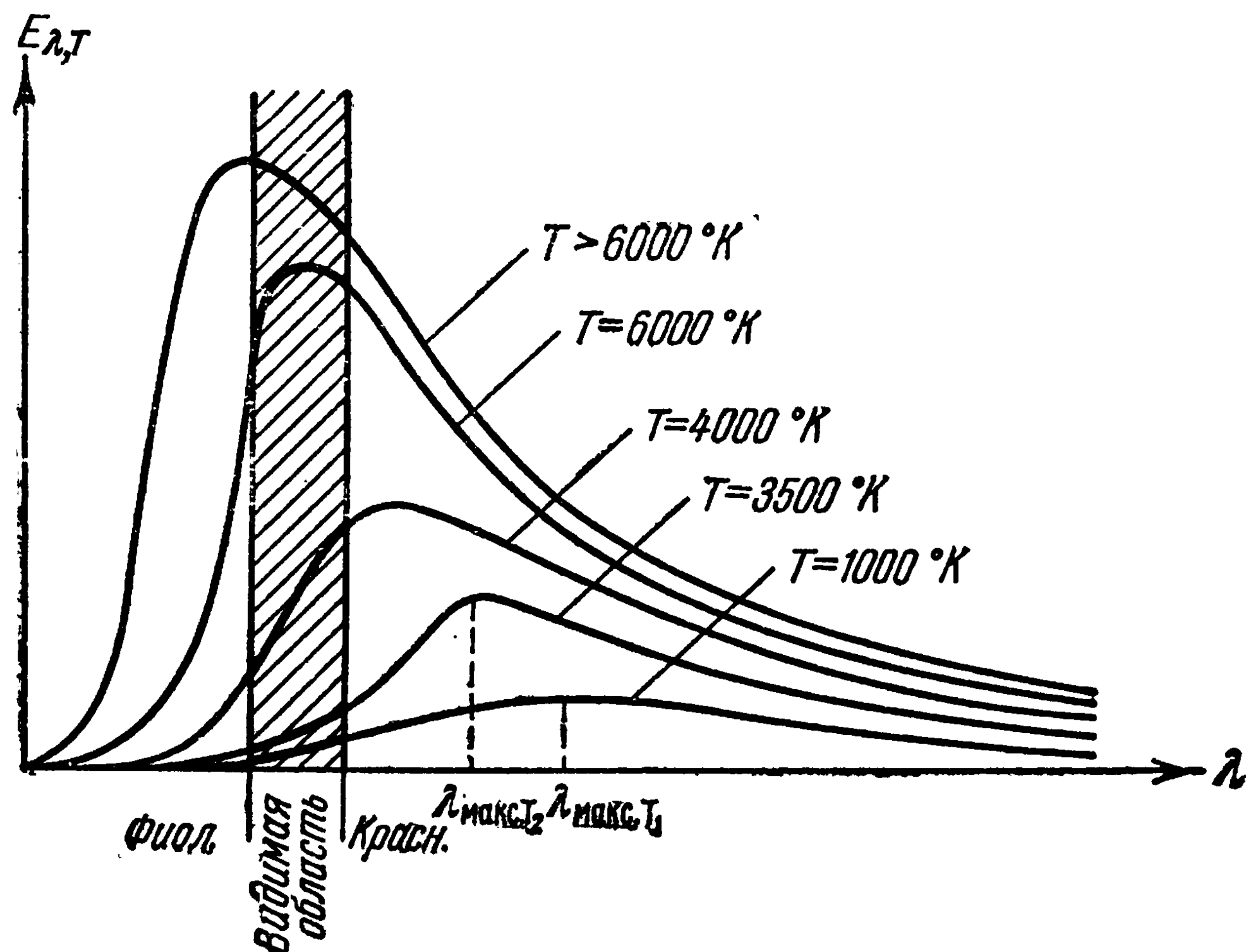


Рис. 1,142.

всем длинам волн. При вычислении введем вспомогательную переменную:

$$z=\frac{\lambda kT}{hc}, \qquad \lambda=\frac{hc}{kT}z \quad \text{и} \quad d\lambda=\frac{hc}{kT}\,dz. \tag{33.2}$$

Подставим эту замену в (33.1) и произведем интегрирование:

$$E_T=\int_0^\infty E_{\lambda,\,T}\,d\lambda=2\pi hc^2\int_0^\infty \frac{d\lambda}{\lambda^5\left(e^{\frac{hc}{\lambda kT}}-1\right)}=2\pi hc^2\left(\frac{kT}{hc}\right)^4\int_0^\infty \frac{dz}{z^5\left(e^{\frac{1}{z}}-1\right)}.$$

Интеграл, стоящий в правой части, равен $\frac{\pi^4}{15}$. Следовательно,

$$E_T=\frac{2\pi^5}{15}\frac{k^4}{c^2h^3}T^4=\sigma T^4. \tag{33.3}$$

Таким образом, из формулы Планка вытекает закон Стефана — Больцмана (32.7). Подставляя численные значения универсальных постоянных, находим величину константы в законе Стефана—Больцмана:

$$\sigma=\frac{2\pi^5}{15}\frac{k^4}{c^2h^3}=5{,}67\cdot 10^{-8}\ \textit{вт/м}^2\cdot\textit{град}^4\,.$$

Лучистый поток с единицы площади абсолютно черного тела равен

$$\frac{q}{S}=E_T=5{,}7\left(\frac{T}{100^\circ}\right)^4 \ \textit{вт/м}^2. \tag{33.4}$$

При теплообмене излучением между двумя телами, нагретыми до температур, равных соответственно T_1 и T_2, тепловой поток на единицу площади равен разности двух противоположных лучистых потоков. В общем случае следует учитывать, что реальные тела не являются абсолютно черными ($a<1$) и, кроме того, в теплообмене участвует лишь некоторая доля φ всей поверхности, зависящая от геометрии их взаимного расположения. Следовательно,

$$\frac{q_{1,2}}{S}=\varphi a\cdot 5{,}7\left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4-\left(\frac{T_2}{100}\right)^4\right]. \tag{33.5}$$

Геометрический коэффициент φ вычислен для ряда типичных взаимных расположений теплообменивающихся поверхностей и эти значения приводятся в курсах строительной теплотехники.

При малых разностях температур равенство (33.5) упрощается. С достаточной для практических расчетов степенью точности можно записать:

$$\frac{q_{1,2}}{S}=\varphi a\cdot 5{,}7\left[\frac{T_1}{100}-\frac{T_2}{100}\right]\left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^3+\left(\frac{T_1}{100}\right)^2\left(\frac{T_2}{100}\right)+\right.$$
$$\left.+\left(\frac{T_1}{100}\right)\left(\frac{T_2}{100}\right)^2+\left(\frac{T_2}{100}\right)^3\right]\approx\varphi a\cdot 5{,}7\cdot 4\left(\frac{\bar{T}}{100}\right)^3\frac{T_1-T_2}{100}=$$
$$=0{,}227\cdot\varphi a\left(\frac{\bar{T}}{100}\right)^3(T_1-T_2). \tag{33.6}$$

Величина

$$T_1-T_2=\Delta T \tag{33.7}$$

представляет собой перепад температуры между обменивающимися лучистым теплом поверхностями. Множитель

$$0{,}227\varphi a\left(\frac{\bar{T}}{100}\right)^3=\alpha_л \tag{33.8}$$

называется коэффициентом теплопередачи при лучеиспускании.

Учитывая (33.7) и (33.8), можно переписать выражение (33.6) в форме, принятой в теплотехнике:

$$q_{1,2}=\alpha_л S\Delta T\ \textit{дж/сек}. \tag{33.9}$$

В реальных условиях наряду с излучением теплообмен осуществляется теплопроводностью через промежуточную среду и главным образом конвекцией. В последнем случае тепло, переданное конвекцией, определяется выражением, аналогичным

(33.9), с соответствующим коэффициентом теплопередачи $\alpha_к$. Таким образом, полный поток тепла равен:

$$q_{1,\,2\,полн} = (\alpha_л + \alpha_к)\,S\,\Delta T = \alpha S\,\Delta T, \qquad (33.10)$$

где $\alpha = \alpha_л + \alpha_к$ есть суммарный коэффициент теплопередачи.

Из (33.8) следует, что, согласно законам теплового излучения, коэффициент теплопередачи излучением $\alpha_л$ возрастает с нагреванием примерно пропорционально третьей степени абсолютной температуры. Поэтому при невысоких температурах теплопотери от нагретых тел обусловлены главным образом конвекцией, а при высоких — лучеиспусканием. Так, в топках печей $\alpha_л \gg \alpha_к$ и теплопередача от раскаленных топочных газов к поверхностям нагрева происходит в основном за счет лучеиспускания.

При температурах, близких к комнатной, $T \approx 300°$ K, коэффициент лучистого теплообмена

$$\alpha_л \approx 0{,}2\varphi a \cdot 3^3 \approx 2-5 \ \textit{вт/м}^2\cdot\textit{град}.$$

Для батарей центрального отопления в жилых помещениях величина $\alpha_к$ за счет слабой естественной конвекции имеет тот же порядок величины, и нагрев воздуха в помещении происходит до 50% за счет лучистого теплообмена, причем главную роль в последнем играют инфракрасные («тепловые») лучи, испускаемые батареями.

Из формулы Планка (33.1) автоматически вытекает и закон спектрального смещения Вина (32.9). Для этого надо найти положение максимума лучеиспускательной способности $E_{\lambda,T}$ по длинам волн обычными методами дифференциального исчисления, т. е. решить уравнение

$$\frac{dE_{\lambda,T}}{d\lambda} = 0.$$

Для сокращения расчетов введем подстановку (33.2) непосредственно в формулу Планка (33.1), перепишем ее в виде

$$\frac{h^4c^3}{2\pi (kT)^5} E_{\lambda,T} = \frac{z^{-5}}{e^{\frac{1}{z}} - 1} \qquad (33.11)$$

и продифференцируем правую часть этого равенства по z:

$$\frac{d}{dz}\left(\frac{z^{-5}}{e^{\frac{1}{z}}-1}\right) = \frac{1}{\left(e^{\frac{1}{z}}-1\right)^2}\left[-5z^{-6}\left(e^{\frac{1}{z}}-1\right) - z^{-5}e^{\frac{1}{z}}\left(-\frac{1}{z^2}\right)\right] =$$

$$= \frac{e^{\frac{1}{z}}}{z^6\left(e^{\frac{1}{z}}-1\right)^2}\left[\frac{1}{z} - 5\left(1 - e^{-\frac{1}{z}}\right)\right].$$

Максимуму кривой внутри интервала $0 \leqslant \lambda \leqslant \infty$ соответствует значение z, обращающее в нуль выражение, стоящее в квадратных скобках, т. е.

$$\frac{1}{z_m} = 5\left(1 - e^{-\frac{1}{z_m}}\right). \qquad (33.12)$$

В первом приближении решение этого трансцендентного уравнения будет:

$$\frac{1}{z_m} = 5. \qquad (33.13)$$

Степень точности этого решения определяется величиной отброшенного члена $e^{-\frac{1}{z_m}} \approx e^{-5} \approx 0{,}01$ по сравнению с единицей. В следующем приближении:

$$\frac{1}{z_m} \approx 5(1 - e^{-5}) \approx 4{,}97.$$

Третье приближение:

$$\frac{1}{z_m} \approx 5\,(1 - e^{-4{,}97})$$

— практически не отличается от предыдущего.

Возвращаясь от безразмерного вспомогательного переменного z_m к размерным величинам, находим:

$$\lambda_m = \frac{hc}{kT} z_m = \frac{hc}{4{,}97\,kT}$$

или

$$\lambda_m T = \frac{hc}{4{,}97\,k} = 0{,}00289\,\textit{м} \cdot \textit{град}. \qquad (33.14)$$

На рис. 1.142 показано смещение максимума лучеиспускательной способности с нагреванием абсолютно черного тела в сторону все более коротких длин волн *).

*) Вместо распределения энергии $E_{\lambda,T}$ по интервалам длин волн $d\lambda$ можно пользоваться распределением энергии $E_{\nu,T}$ по интервалам частот $d\nu$. Однако следует помнить, что эти интервалы не пропорциональны друг другу. Из $\lambda = \frac{c}{\nu}$ следует, что $d\lambda = -\frac{c}{\nu^2}d\nu$. Энергия, испускаемая в данном интервале длин волн или частот, будет:

$$dE = E_{\lambda,T}\,d\lambda = E_{\nu,T}\,d\nu.$$

Отсюда следует, что $E_{\nu,T}$ и $E_{\lambda,T}$ не получаются одно из другого простой заменой λ на ν, а связаны более сложной зависимостью. Отбрасывая знак (связанный с тем, что при возрастании длины волны частота убывает и

Таблица, вычисленная по формуле (33.14), наглядно показывает это смещение:

T°K	287	1000	2000	3000	4000	5000	5200	5900	7000	10 000	10^7
λ_m	10 *мк*	2,89 *мк*	1,44 *мк*	0,962 *мк*	721 *нм*	577 *нм*	555 *нм*	490 *нм*	413 *нм*	289 *нм*	$2{,}89\times 10^{-10}$ *м*

При комнатной температуре максимум излучения лежит в далекой инфракрасной области, излучение в видимой области практически отсутствует. При температуре, приближающейся к 1000° K, максимум по-прежнему в инфракрасной области, однако и излучение в видимой части спектра становится заметным (см. рис. 1.142). В силу того, что интенсивность от длинных, красных, к коротким, фиолетовым, падает, наибольшая интенсивность излучения приходится на красную часть спектра — это температура «красного каления». По мере роста температуры различие в интенсивностях падает, излучение приобретает желтый, а затем белый цвет. При температуре между 5000 и 6000° K максимум проходит через область спектра, к которой человеческий глаз наиболее чувствителен. Температуре 5900° K отвечает температура поверхности Солнца, лучеиспускательная способность которого близка к лучеиспускательной способности абсолютно черного тела. Такое излучение воспринимается глазом как белый, дневной свет. При более высоких температурах максимум смещается в ультрафиолетовую область, а интенсивность в фиолетово-голубой области становится большей, чем в красной. Излучение приобретает голубой оттенок.

Разворачивая излучение в спектр и определяя длину волны, которой отвечает наибольшая энергия излучения, можно определить температуру излучающего абсолютно черного тела или близких к нему по свойствам тел. Так, очевидно, что Солнце и звезды по своим лучеиспускательным свойствам должны быть близки к

обратно), имеем:

$$E_{\nu,T}=E_{\lambda,T}\left|\frac{d\lambda}{d\nu}\right|=\frac{c}{\nu^2}E_{\lambda,T}.$$

Поскольку $E_{\lambda,T}$ и $E_{\nu,T}$ — разные функции (отличающиеся множителем $\frac{c}{\nu^2}$), то положения их максимумов не совпадают, т. е. $\nu_m\neq\frac{c}{\lambda_m}$.

В оптике удобнее пользоваться функцией $E_{\lambda,T}$, поскольку при практическом разложении в спектр с помощью дифракционной решетки пространственное расщепление лучей на экране пропорционально длинам волн λ и воспроизводит ось абсцисс рис. 1.142.

абсолютно черным телам. Действительно, толстая газовая оболочка звезд не может обладать большой отражательной способностью. Следовательно, поглощательная способность звезд должна быть близка к единице. Фотографируя спектр звезды и определяя по почернению пластинки длину волны, отвечающую наибольшей отдаче энергии, определяем достаточно точно температуру звезды.

При определении температуры по формуле Вина можно воспользоваться термоэлементом, отыскивая с его помощью то место спектра, в котором излучение несет наибольшую энергию.

§ 34. Пирометры. Тепловые источники света

Для определения высоких температур с помощью законов Стефана — Больцмана или Вина пользуются приборами, получившими название пирометров.

На рис. 1.143 приведена схема радиационного пирометра. При измерениях прибор, расположенный достаточно далеко от источника излучения, наводят на него так, чтобы объектив *О* дал на приемнике *П* резкое изображение источника *И*. При этом изображение обязательно должно перекрыть весь приемник. Оптические системы изменяют линейные и угловые размеры изображения, но при этом его яркость всегда равна яркости источника. Таким образом, если площадь приемника равна *s*, то он поглощает ровно столько же энергии, сколько испускает такая же площадка *s* излучателя (пренебрегая, конечно, потерями в линзах, которые можно достаточно точно учесть).

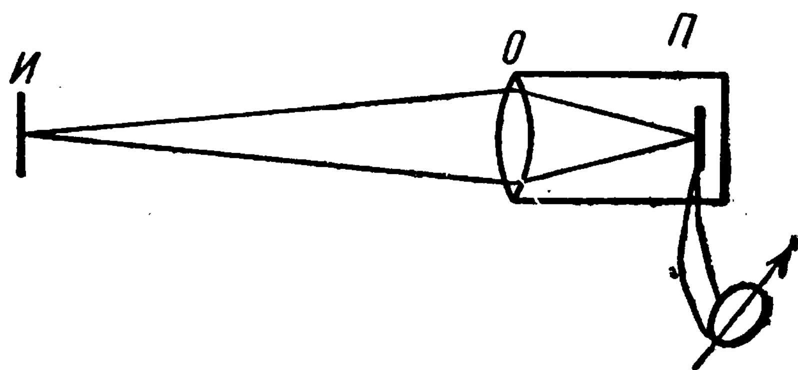


Рис. 1.143.

В качестве приемника в радиационных пирометрах употребляются чаще всего термопары или болометры. Иногда употребляется и биметаллическая спираль, изгибающаяся при нагревании. Определяя энергию, поглощаемую пирометром, находят по закону Стефана — Больцмана температуру абсолютно черного излучателя.

Точность метода определяется тем, что энергия пропорциональна высокой степени температуры. Логарифмируя и дифференцируя равенство (33.3), получаем:

$$\frac{dE}{E}=4\frac{dT}{T}. \tag{34.1}$$

Следовательно, при измерении энергии с относительной точностью $\frac{\Delta E}{E}$ до 4%, можно определить температуру с точностью $\frac{\Delta T}{T}$ до 1%.

На рис. 1.144 приведена схема часто применяемого оптического пирометра — с исчезающей нитью. В фокусе объектива *О* помещается электрическая лампа *Л* с нитью, изогнутой в виде полукруга. При помощи окуляра *Г* наблюдается нить лампы и совмещенное с ней (при помощи объектива) изображение поверхности источника света. Как указывалось выше в § 8, яркость этого изображения равна яркости исследуемого источника. Наблюдение ведется при помощи светофильтра *Ф*, пропускающего узкую полосу длин волн в области 660 *нм*. При помощи реостата *Р* накал лампы меняется так, чтобы нить на фоне излучающего предмета исчезала. Если исследуемый источник — также раскаленная нить, то наблюдается место их пересечения. При недостаточном накале лампы в приборе место пересечения представляется темным пятном, при повышенном — светлым. Таким образом, устанавливается накал нити, при котором ее лучеиспускательная способность в области $\lambda = 660$ *нм* совпадает с лучеиспускательной способностью исследуемого тела.

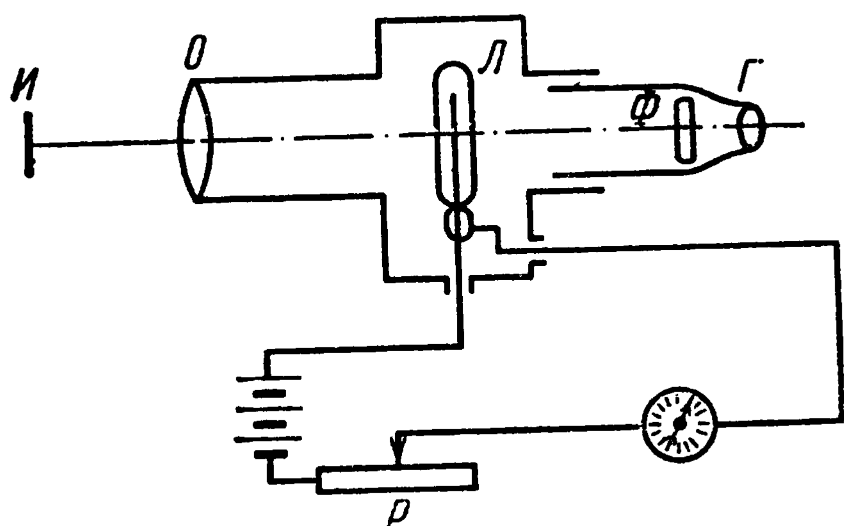


Рис. 1.144.

Предварительно пирометр градуируется по абсолютно черному телу, т. е. устанавливается, при какой силе тока в лампе она излучает в области 660 *нм* как абсолютно черное тело данной температуры. Проградуировав таким образом пирометр, можно, наблюдая **абсолютно черный излучатель**, определять его температуру непосредственно по показаниям амперметра.

У всех природных тел $a_{\lambda,T}$ меньше единицы. Так, для сажи коэффициент поглощения близок к 0,99, а для полированных металлов он составляет всего лишь несколько сотых. Соответственно и $e_{\lambda,T}$ всегда меньше $E_{\lambda,T}$. Особенно существенно, что сам вид функции $e_{\lambda,T}$, как правило, отличается от функции $E_{\lambda,T}$. Исключение составляют так называемые **серые тела**, для которых a в широком интервале частот остается постоянной. В этом интервале частот $e_{\lambda,T}$ отличается от $E_{\lambda,T}$ только постоянным множителем.

При

$$a_{\lambda,T} = \text{const} = a_0 < 1 \qquad (34.2)$$

имеем:

$$e_{\lambda,T} = a_0 E_{\lambda,T}, \qquad (34.3)$$

т. е. распределение энергии в спектре серого тела такое же, как и у черного тела, но величина энергии меньше ($a_0 < 1$).

Температуру серых тел можно измерять, определяя энергию отдаваемого ими излучения с помощью закона Стефана — Больцмана. При этом нужно только постоянную σ умножить на a_0, так как в силу (34.3) полный поток излучения серого тела уносит с собой энергию, в a_0 раз меньшую.

Такой же метод применяют для определения температуры и несерых тел. Его приходится применять поневоле, когда температура тела становится слишком высокой для применения других методов. Радиационный пирометр, проградуированный на абсолютно черное тело, покажет температуру, которой должно обладать абсолютно черное тело для того, чтобы его суммарное излучение равнялось излучению рассматриваемого тела. Полученную температуру называют р а д и а ц и о н н о й т е м п е р а т у р о й тела.

В силу того, что абсолютно черное тело испускает излучение интенсивнее нечерных, его суммарное излучение будет соответствовать более низкой температуре, чем температура изучаемого нечерного тела. Таким образом, измеряемая пирометром радиационная температура всегда ниже истинной температуры нечерных тел. Для того чтобы по радиационной температуре определить истинную, надо знать отношение суммарных испускательных способностей абсолютно черного и изучаемого тел. Это отношение a_T меняется с температурой. В таблице приведены некоторые данные.

Вещество	$T°$,K	a_T	Вещество	$T°$,K	a_T
Вольфрам	1500	0,15	Железо	1500	0,11
»	2500	0,29	Окись железа . . .	1500	0,89
»	3500	0,34	Никель	1500	0,06
Молибден	1500	0,12	Окись никеля . . .	1500	0,85
»	2500	0,23	Платина	1500	0,13
Тантал	2500	0,25	Медь расплавленная	1500	0,13
Уголь	1500	0,52			
Серебро	1500	0,04	Окись меди	1500	0,54

Следовательно, для вольфрама, например, при радиационной температуре 725° К истинная температура будет равна $\frac{725}{0,29} = 2500°$ К.

Это не означает, конечно, что черное тело при температуре 725° К служило бы таким же хорошим источником света, как и вольфрам при температуре 2500°. Оно действительно отдавало бы

с излучением столько же энергии в сумме на всех частотах, но интенсивность в видимой части спектра оказалась бы много меньше.

Для нечерных тел определение температуры по положению максимума в спектре, согласно закону Вина, вообще говоря, не имеет смысла, так как для них распределение энергии по частотам отличается от планковского. Исключение составляют серые тела, для которых в широком интервале частот коэффициент поглощения остается приближенно постоянным. Такими «серыми» телами являются уголь, окислы, некоторые металлы. В случае, когда тело не является серым, но его спектр излучения по характеру не слишком отличается от спектра абсолютно черного тела некоторой температуры, по максимуму его излучения условно определяют температуру, называя ее цветовой температурой тела. Таким образом, так называемая цветовая температура есть температура абсолютно черного тела, максимум излучения которого совпадает с максимумом данного тела.

Сопоставление графиков распределения энергии в спектре абсолютно черного тела при температурах 6000° и 6500° и графика распределения энергии в солнечном спектре, показывает, что Солнцу можно приписать цветовую температуру, равную примерно 6500°.

Для определения истинной температуры нужно знать испускательную способность для разных длин волн, вернее отношение лучеиспускательных способностей данного тела и абсолютно черного. На методах определения истинной температуры, ввиду их сложности, мы не останавливаемся.

При использовании для определения температур нечерных тел пирометра с исчезающей нитью мы также узнаем не истинную температуру тел, но ту температуру, которую должно иметь абсолютно черное тело для того, чтобы оно испускало излучение, которое пропускается используемым светофильтром в той же области спектра, что и исследуемое тело. Эту температуру называют яркостной температурой тела. Очевидно, что яркостная температура тела для разных участков спектра различна. Она также ниже истинной температуры излучателя. Для определения истинной температуры по яркостной достаточно знать отношение $\frac{e_{\lambda, T}}{E_{\lambda, T}}$ в той области спектра λ, которая пропускается используемым светофильтром. В приводимой ниже таблице приведены некоторые отношения для $\lambda = 660$ *нм*.

На первый взгляд могло бы показаться, что абсолютно черные или близкие к ним по свойствам тела должны быть наилучшими источниками света. Действительно, при данной температуре абсолютно черное тело и в видимой области спектра отдает с излуче-

нием больше энергии, чем любое другое тело. Далее, выгодно, казалось бы, стремиться к достижению наибольших возможных температур — ведь общая интенсивность излучения, согласно закону Стефана — Больцмана, возрастает как T^4.

Вещество	$\frac{e_{\lambda,T}}{E_{\lambda,T}}$	Вещество	$\frac{e_{\lambda,T}}{E_{\lambda,T}}$
Молибден при температуре 1500° К	0,32	Железо при температуре плавления	0,36
Молибден при температуре 2500° К	0,35	Окись железа при температуре 1500° К . .	0,92
Тантал при температуре 1500° К	0,44	Никель при температуре плавления	0,37
Тантал при температуре 2500° К	0,41	Окись никеля при температуре 1500° К . .	0,87
Уголь при температуре 1500° К	0,89	Платина твердая . . .	0,31
Уголь при температуре 2500° К	0,84	Платина жидкая . . .	0,35
		Медь расплавленная (при температуре 1500° К)	0,15
Серебро при температуре плавления	0,05	Окись меди при температуре 1500° К . . .	0,60
Серебро расплавленное	0,07	Окись меди при температуре 1000° К . . .	0,80

В действительности это не так. Следует учесть, что абсолютно черное тело и близкие к нему по свойствам тела отдают энергию с излучением всех возможных частот, причем на долю видимого излучения падает сравнительно очень небольшая относительная энергия. Она оказывается наибольшей, когда максимум планковской кривой приходится на излучение с длиной волны ~555 *нм* (желто-зеленая часть спектра), к которой человеческий глаз наиболее чувствителен. Этому положению максимума, согласно закону смещения Вина, отвечает температура 5200° К. Наибольшая чувствительность человеческого глаза в этой части спектра не случайна — именно такой характер имеет солнечный спектр после прохождения через атмосферу, в которой он частично поглощается и рассеивается.В соответствии с тем, что цветовая температура солнечного излучения у поверхности земли составляет 5200°, в светотехнике принято называть «белым светом» излучение абсолютно черного тела температуры 5200° К.

Что касается нечерных тел, то мы можем представить себе нечерное тело, которое при данной температуре будет обладать повышенной избирательной светоотдачей («селективной светоотдачей») именно в видимой области спектра. Так, например, вольфрам

при температуре в 2450° отдает в видимой части спектра излучение, энергия которого составляет 40% энергии излучения абсолютно черного тела в той же области спектра. В инфракрасной же области он отдает всего 20% инфракрасного излучения абсолютно черного тела. Поэтому вольфрам является более выгодным источником света.

К сожалению, максимум излучения при этой температуре отвечает далекой инфракрасной области ($\lambda=1,1$ *мк*), а дальнейшее значительное повышение его температуры невозможно, так как нить лампы будет быстро разрушаться.

Для уменьшения испарения нити применяют наполнение баллонов ламп нейтральными газами (азот, аргон). При этом удается поднять температуру нити, без существенного уменьшения срока ее работы, до 2700—2900°. Излучение такой лампы приятнее для глаза, так как спектр ее ближе к спектру «белого» света. Светоотдача сильно возрастает; для того чтобы оценить, как быстро растет светоотдача с ростом температуры, приведем следующие примеры: светоотдача платины при температуре белого каления растет как четырнадцатая степень температуры; в излучении черного тела с температурой 1800° К интенсивность желтых лучей возрастает вдвое при увеличении температуры на 4%, т. е. до 1875° К. Но зато возникают новые потери — вследствие теплопроводности газа. Поэтому коэффициент полезного действия газонаполненных ламп возрастает незначительно, не превышая для малых ламп 2%. Уменьшение потерь на теплопроводность достигается сворачиванием нити лампы в спираль, в которой отдельные витки «обогревают» друг друга. Этот метод изготовления ламп сейчас широко применяется.

Весьма высокую светоотдачу в видимой части спектра можно получить при свечении паров некоторых металлов. Так, например, пары натрия отдают около $^1/_3$ энергии с излучением в видимой части спектра. Однако пользоваться им можно только для специальных целей. Дело в том, что пары натрия отдают основную часть энергии с двумя желтыми линиями ($\lambda=589$ *нм* и 589,6 *нм*), что для глаза очень неприятно. Ими пользуются для освещения загородных дорог. О других типах источников света, в частности о люминесцентных лампах «дневного света» с высокой светоотдачей, см. § 40.

ГЛАВА X

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ И ПРИРОДА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

§ 35. Фотоэлектрический эффект. Уравнение Эйнштейна

Наряду с законами теплового излучения в конце XIX в. было открыто и изучено оптическое явление, не укладывавшееся в рамки законов классической физики. Это — явление фотоэлектрического эффекта или, короче, фотоэффекта.

В 1887 г. Герц замечает, что ультрафиолетовое излучение в области искрового промежутка облегчает разряд. В 1888 г. Гальвакс устанавливает, что причиной этого является появление при облучении свободных зарядов.

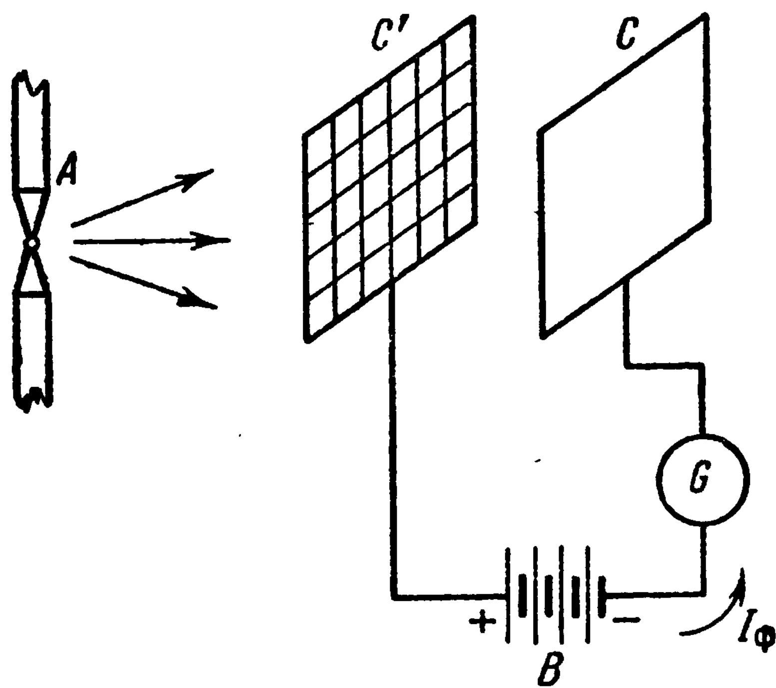


Рис. 1.145.

В 1888—1890 гг. А. Г. Столетов проводит подробное изучение действий света на заряженные тела, называя первоначально эти действия актиноэлектрическими явлениями. Освещая дугой металлическую пластинку, он установил, что при этом пластинка теряет заряд только в тех случаях, когда она предварительно была заряжена отрицательно. Схема основного опыта Столетова изображена на рис. 1.145. Между обкладками конденсатора, состоящего из полированной цинковой пластинки C и металлической сетки C', создавалась разность потенциалов с помощью батареи B. Ток $I_ф$, возникающий при освещении пластинки C дугой A, мог измеряться гальванометром G.

На основании своих измерений Столетов установил следующие закономерности фотоэффекта: а) под действием света вещество теряет только отрицательные заряды; б) явление вызывается

преимущественно ультрафиолетовыми лучами; в) разряжающее действие лучей пропорционально мощности падающего излучения; г) разряжающее действие лучей обнаруживается даже при весьма кратковременном освещении, причем между моментом освещения и началом разряда не протекает заметного времени. Фотоэффект практически безынерционен.

В отсутствие искажающих факторов (наличие воздуха между электродами, недостаточно высокие разности потенциалов, не препятствующие возвращению вырванных зарядов обратно на катод) закономерность (в), найденная Столетовым, фактически означает прямую пропорциональность фототока падающему лучистому потоку:

$$I_{ф} = c\Phi. \tag{35.1}$$

В 1898 г. Ленард и Томсон измерили удельный заряд $\frac{e}{m}$ частиц, вырываемых излучением, изучая их отклонение в электрических и магнитных полях.

Было найдено, что $\frac{e}{m} = -5{,}27 \cdot 10^{17}$ СГС ед. заряда/*г*, т. е. что эти частицы являются **электронами**. Вырывание светом электронов из металлов наружу получило название **внешнего фотоэффекта**.

В т. II, § 22 мы видели, что для вырывания электронов из металла необходимо затратить вполне определенную работу выхода eP, где P — контактный потенциал металла. При термоэлектронной эмиссии (т. II, § 23) электрон приобретает энергию, достаточную для преодоления работы выхода, за счет повышенной интенсивности теплового движения. Эту энергию можно сообщить электронам, не только нагревая вещество, но и освещая его.

С точки зрения классической физики совершенно безразлично, какого типа излучение поглощается веществом. Эффект, казалось бы, должен определяться сортом вещества и количеством энергии, поглощенной единицей поверхности вещества в единицу времени.

Действительно, от сорта вещества эффект зависит. Но (и с классической точки зрения это необъяснимо) он зависит, и притом существенно, и от **спектрального** состава излучения. Эта удивительная зависимость проявляется особенно наглядно, если облучать вещество монохроматическим излучением.

Цезий испускает электроны при освещении излучением, лежащим в любом участке видимого спектра. Калий не дает фотоэффекта при освещении красным светом и начинает отдавать электроны при длине волны, меньшей 6200 Å*), т. е. начиная с оранже-

---

*) Å — «ангстрем»—внесистемная единица длины, широко применяемая в оптике: 1Å = 10^{-8} *см* = 0,1 *нм*.

вых лучей; натрий — при еще более коротких — 5900 Å (желтые), литий — 5160 Å (зеленые). Такие металлы, как платина или вольфрам, вообще не испускают электронов при облучении видимым светом, начиная отдавать их только при воздействии ультрафиолетовыми лучами, для вольфрама — начиная с 2750 Å, а для платины — с 967 Å. Для вырывания электронов наружу из диэлектриков требуется излучение с еще меньшими длинами волн.

Излучение может вырывать электроны и из одиночных атомов в газе. Это явление также называется фотоэффектом и также имеет свою длинноволновую границу, различную для различных атомов. Для каждого вещества и отдельного атома существует вполне определенная длина волны $\lambda_{макс}$, такая, что при

$$\lambda > \lambda_{макс} \qquad (\text{или } \nu < \nu_{мин}) \tag{35.2}$$

фотоэффект отсутствует. Такая зависимость возникновения фотоэлектрического эффекта от частоты излучения не могла найти объяснения в рамках классической теории.

Объяснение механизма фотоэлектрического эффекта было впервые дано Эйнштейном в 1905 г. Эйнштейн предложил рассматривать излучение как поток материальных частиц, «квантов излучения» или «фотонов». Энергия каждого фотона излучения данной частоты ν равна

$$\varepsilon = h\nu, \tag{35.3}$$

где h — та же самая постоянная, которая входила в соотношение Планка (32.12).

Формула (35.3) по виду тождественна с (32.12), но смысл ее совершенно иной. Планк полагал, что излучение отдается излучающими системами порциями $h\nu$ (т. е. (32.12) есть свойство излучающих систем), но само может иметь любую энергию и поглощаться в любых количествах непрерывно. Эйнштейн пошел значительно дальше. Корпускулярные свойства он приписал самому излучению, и отдача энергии $h\nu$ при излучении объясняется тем простым фактом, что никаких других порций излучения (частоты ν !) существовать в природе не может.

Монохроматическое излучение частоты ν состоит всегда из целого числа фотонов, энергия каждого из них равна $h\nu$. Такое излучение испускается и поглощается только порциями энергии $h\nu$. При поглощении излучения частоты ν веществом каждый из электронов может поглотить один фотон, приобретая при этом энергию $h\nu$ (и никакую другую!).

Если эта энергия достаточна, чтобы электрон мог совершить работу выхода, будет наблюдаться фотоэффект. Если этой энергии недостаточно, фотоэффект наблюдаться не будет: электрон гораздо

раньше потеряет приобретенную им энергию (сталкиваясь с ионами и другими электронами и обмениваясь при этом с ними энергией), чем поглотит еще один фотон.

При работе выхода, равной eP, фотоэффект будет иметь место (в случае облучения вещества монохроматическим светом частоты ν) при

$$h\nu \geqslant eP. \tag{35.4}$$

Энергия вылетающих фотоэлектронов различна. Наибольшей скоростью $v_{макс}$ и кинетической энергией $\frac{mv^2_{макс}}{2}$ будут обладать электроны, вырванные с самого верхнего энергетического уровня в металле (см. т. II, § 22). По закону сохранения энергии для этих электронов:

$$h\nu = eP + \frac{mv^2_{макс}}{2}. \tag{35.5}$$

Уравнение (35.5) называют уравнением Эйнштейна. Электроны, вырванные с более глубоких энергетических уровней или претерпевшие еще до выхода столкновения внутри вещества, будут иметь, очевидно, меньшую энергию.

Приведенная квантовая теория фотоэффекта позволяет понять необъяснимый, с точки зрения классической теории, результат: *Распределение по скоростям фотоэлектронов* $\left(\text{как и значение } \frac{mv^2_{макс}}{2}\right)$ *зависит только от частоты излучения и не зависит от его интенсивности*. Каждый акт поглощения фотона электроном происходит независимо от других. *Увеличение интенсивности излучения означает увеличение числа падающих на вещество и поглощаемых им фотонов*. Условия же вырывания электронов, сообщаемая каждому из них энергия, следовательно, и распределение фотоэлектронов по скоростям при этом не меняются.

Закон сохранения энергии в элементарном акте (35.5) может быть проверен на опыте, если определять максимальную кинетическую энергию вырываемых фотоэлектронов $\frac{mv^2_{макс}}{2}$. Последняя может быть найдена по величине задерживающей разности потенциалов $U_з$, при которой фототок $I_ф$ между анодом и освещаемым монохроматическим светом катодом обращается в нуль. Для этого должно выполняться условие

$$\frac{mv^2_{макс}}{2} = eU_з. \tag{35.6}$$

Наиболее точная проверка закона (35.5) была выполнена П. И. Лукирским и С. С. Прилежаевым, заменившими плоский кон-

денсатор, которым пользовались все экспериментаторы, начиная со Столетова (см. рис. 1.145), на сферический. Схема установки Лукирского и Прилежаева изображена на рис. 1.146.

Стеклянный шар B, посеребренный изнутри, служит внешним электродом сферического конденсатора. Внутренним электродом является шарик K, сделанный из исследуемого металла. Этот шарик освещается через кварцевое окошко O светом от источника J, проходящим предварительно через монохроматор M с кварцевой призмой. Чтобы вырванные из K фотоэлектроны не сталкивались на своем пути с молекулами воздуха и не теряли при этом свою энергию, пространство внутри конденсатора откачивалось с помощью высоковакуумного насоса. Шарик K соединен с квадрантным электрометром E.

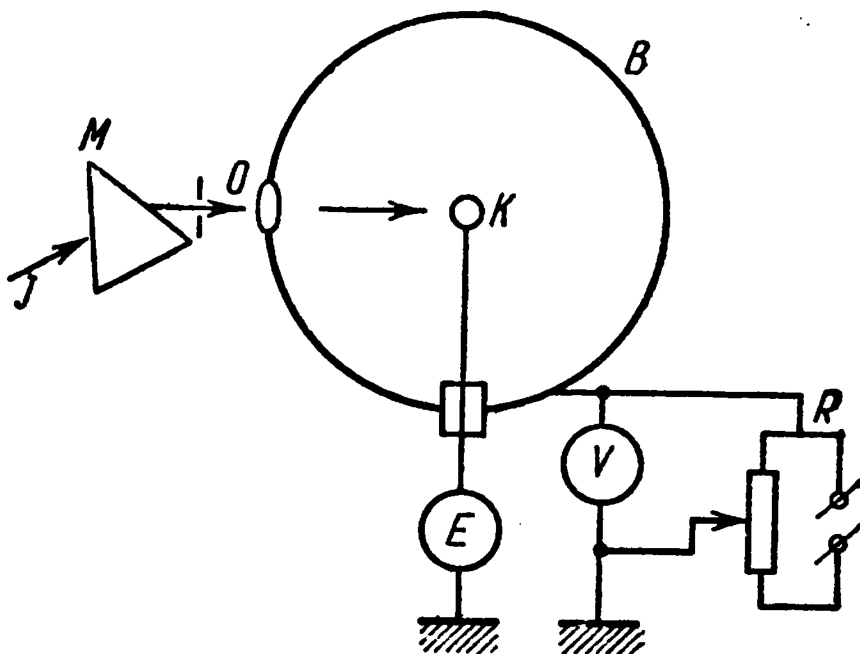


Рис. 1.146.

С помощью потенциометра R между шариком K и сферой B создавалась разность потенциалов разного знака и величины, измеряемая с помощью вольтметра V. Благодаря тому, что электрод B со всех сторон окружает шарик K, и малым размерам шарика, все фотоэлектроны движутся практически вдоль линий поля по радиусам.

Если B является анодом, то приложенное поле дополнительно ускоряет фотоэлектроны, они все доходят до анода и заряжают электрометр E. Электрометр будет заряжаться и при отсутствии ускоряющего поля. При переключении батареи шарик K становится анодом и электрическое поле тормозит фотоэлектроны, так что часть из них со скоростями, меньшими $v_{макс}$, возвращается обратно. По мере возрастания тормозящего поля фототок уменьшается и при некотором значении разности потенциалов $U_з$, соответствующем условию (35.6), зарядка электрометра прекращается.

В случае сферического конденсатора спад фототока с возрастанием тормозящего потенциала получается очень резким. Это позволило очень точно определять $U_з$ для каждой данной частоты ν.

Из (35.5) и (35.6) следует, что $U_з$ является линейной функцией частоты ν падающего света:

$$U_з = \frac{h}{e}\nu - P \tag{35.7}$$

(рис. 1.147). Точка пересечения прямой $U_з = f(\nu)$ с осью абсцисс

($U_з=0$) дает значение граничной частоты $\nu_{мин}=\frac{c}{\lambda_{макс}}$, ниже которой (при $\nu<\nu_{мин}$ или $\lambda>\lambda_{макс}$) фотоэффект прекращается. Отсюда далее можно найти работу вырывания электрона из металла

$$eP=h\nu_{мин}. \tag{35.8}$$

Экстраполируя прямую до пересечения с осью ординат, получаем также значение $-P$ (см. рис. 1.147).

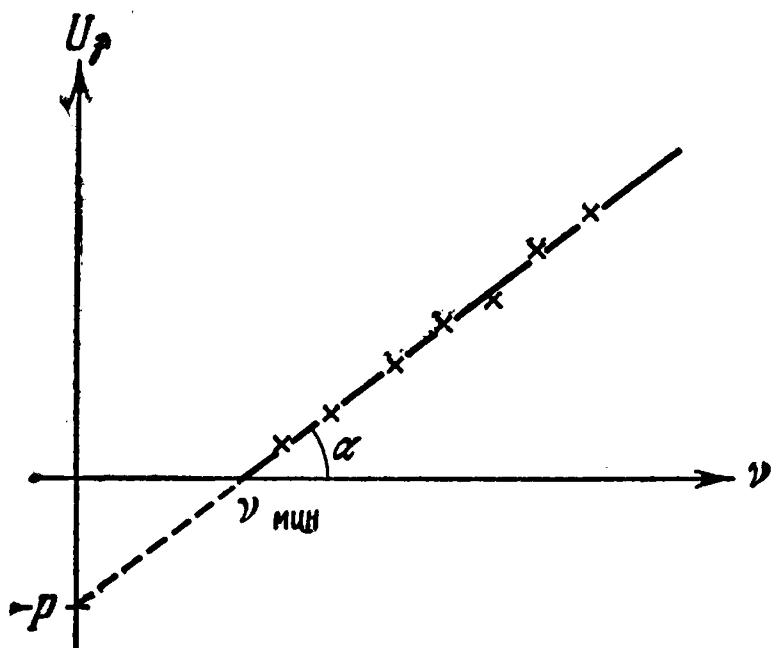


Рис. 1.147.

На рис. 1.147 приведен график зависимости $U_з$ от ν, полученной Лукирским для одного из металлов. Экспериментальные точки прекрасно укладываются на прямую. Тангенс угла наклона прямой, согласно (35.7), равен

$$\operatorname{tg}\alpha=\frac{\Delta U_з}{\Delta\nu}=\frac{h}{e}. \tag{35.9}$$

Зная e, можно, таким образом, определить h. В целом экспериментальная зависимость $U_з=f(\nu)$ подтверждает справедливость закона сохранения энергии (35.5) в элементарном акте фотоэффекта.

§ 36. Практические применения фотоэффекта. Фотоэлементы

Фотоэлектрические явления нашли огромное применение в технике; использование их позволило осуществить звуковое кино, телевидение, видение в темноте и т. д. Поэтому фотоэлектрический эффект представляет интерес не только как явление, изучение которого сыграло особую роль в установлении правильного взгляда на природу света, но и для инженерной практики.

В зависимости от судьбы электронов, поглотивших фотон, различают три основных вида фотоэффекта:

1. В металлах наблюдается описанный выше, в предыдущем параграфе, внешний фотоэффект. Падающий на поверхность металла свет испытывает поглощение свободными электронами практически в очень тонком слое вещества. Поглотив фотоны, электроны приобретают энергию $h\nu$, достаточную для преодоления работы выхода, и часть из них вырывается наружу в вакуум или газ.

2. В прозрачном диэлектрике и полупроводнике фотон поглощается внутри кристалла электроном, связанным с определенным атомом решетки. При таком внутреннем фотоэффекте электрон вырывается из атома, но остается внутри кри-

сталла. Возникшие узлы с нарушенными электрическими свойствами становятся способными поглощать и рассеивать длинноволновое излучение и тем самым приводят к изменению окраски кристалла. При прохождении жестких γ-излучений энергия, поглощенная кристаллом и затрачиваемая на возбуждение его атомов, в некоторых телах способна сразу же излучаться обратно в виде кратковременной вспышки света — сцинтилляции. В случае полупроводников вырванный электрон попадает в зону проводимости (т. II, § 28), становится свободным и снижает тем самым электрическое сопротивление. О таких фотосопротивлениях, проводимость (и сопротивление) которых сильно меняется с освещенностью, уже упоминалось в т. II, § 28.

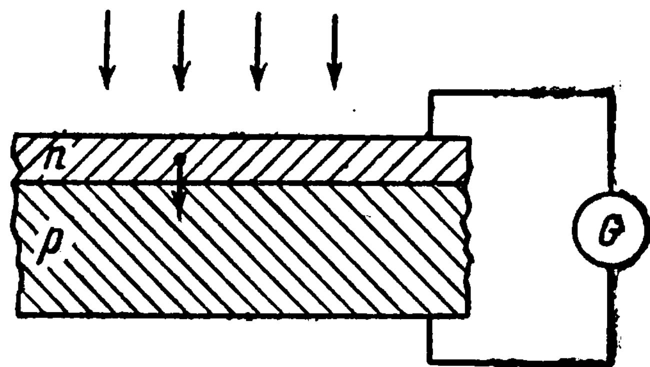


Рис. 1.148.

3. Вентильный фотоэффект. На границе металл—полупроводник или в области p — n-переходов (т. II, § 28) образуется запорный слой (рис. 1.148). При освещении полупроводника светом с фотонами, обладающими необходимой энергией $h\nu$, вырванные из атомов n-полупроводника электроны проходят запорный слой в пропускном направлении и, скапливаясь на внешней границе p-полупроводника, создают постоянную разность потенциалов U. Если соединить проводником обе граничные поверхности, то через него потечет ток, измеряемый гальванометром G. Разность потенциалов U является электродвижущей силой по отношению к замкнутой цепи. Эта э. д. с. создает в проводнике фотоэлектрический ток $I_{ф}$, который, в соответствии с (35.1), пропорционален падающему лучистому потоку Ф.

Приборы, в которых фотоэффект используется для превращения энергии излучения в электрическую, называются фотоэлементами. Фотоэлементы бывают разных типов.

Вакуумные фотоэлементы. Это фотоэлементы, основанные на использовании внешнего фотоэффекта. Изготовляются они в виде стеклянного баллона, внутренняя поверхность которого покрыта, примерно наполовину, слоем чувствительного вещества, образующим «фотокатод». Это вещество выбирается в зависимости от предъявляемых к фотоэлементу требований, в особенности — области спектра, в которой он должен работать. Для работы в видимой области спектра особенно широко применяют сурьмяно-цезиевые фотокатоды. Анодом служит металлическая петелька или сетка, помещенная в центре баллона. При достаточной разности потенциалов между катодом и анодом все электроны, вылетающие с фотокатода, будут собираться на аноде.

В этом случае сила тока в приборе будет строго пропорциональна интенсивности падающего на фотокатод излучения, причем сила тока будет меняться при изменении светового потока практически мгновенно, без всякой «инерции». Выпускаемые советской промышленностью вакуумные сурьмяно-цезиевые фотоэлементы СЦВ-3, СЦВ-4, СЦВ-51 при рабочем напряжении в 240 *в* обладают минимальной чувствительностью в 80 *мка/лм*.

Газонаполненные фотоэлементы. Ток в фотоэлементе может быть усилен, если наполнить баллон газом и создать между электродами такое напряжение, чтобы фотоэлектроны могли, ускоряясь, производить ионизацию газа. При этом вновь образованные электроны будут, двигаясь к аноду, в свою очередь ускоряться и производить повторную ионизацию, положительные ионы устремятся к катоду, внося свою долю в усиление тока.

Для наполнения фотоэлементов используют инертные газы, не способные вступать в химические соединения с металлическими частями фотоэлемента: неон, аргон. Давление газа должно быть достаточно малым, чтобы электроны на длине свободного пробега могли приобрести энергию, необходимую для ионизации. Практически это давление составляет сотые доли миллиметра ртутного столба.

Значительное увеличение тока в газонаполненном фотоэлементе покупается ценой отказа от безынерционности и строгой пропорциональности между током и освещенностью вакуумного фотоэлемента. Поэтому область применения таких фотоэлементов ограничена.

Фотоэлементы с «запирающим слоем». Эти фотоэлементы, основанные на внутреннем фотоэффекте и свойствах поверхности соприкосновения полупроводник — металл, обладают целым рядом достоинств. Как и вакуумные фотоэлементы, они дают фототок, строго пропорциональный интенсивности падающего света (неизменного спектрального состава!). Они обладают чрезвычайно большой чувствительностью, в особенности к видимым и инфракрасным лучам. Высокими качествами обладают разработанные в СССР серно-таллиевые фотоэлементы с чувствительностью, достигающей 6 *ма/лм*, и серно-серебряные фотоэлементы. Фотоэлементы с запирающим слоем являются единственными в своем роде приборами, непосредственно преобразующими световую энергию в электрическую.

Правда, и вакуумный фотоэлемент дает ток за счет энергии света, но основную работу совершает внешний источник тока — батарея. В отсутствие света цепь этой батареи разомкнута (см. рис. 1.145), и свет в основном играет роль реле, включающего батарею.

Современные кремниевые фотоэлементы с запирающим слоем дают мощность свыше 500 *мквт/лм*, что означает к.п.д. ~10%. Если учесть число превращений, которые претерпевает солнечная энергия — исходный источник любой энергии на Земле (кроме ядерной) — и окончательный к.п.д. этой цепи, то эта величина представится большой. Прогресс в технике изготовления фотоэлементов так стремителен, что любые данные в этой области через небольшое время становятся устаревшими, и не исключено, что именно фотоэлементы с запирающим слоем лягут в основу приборов, непосредственно преобразующих солнечную энергию в электрическую. Их неоценимое достоинство — отсутствие каких-либо движущихся частей.

При нормальном падении солнечных лучей фотоэлемент площадью в 10 $м^2$ (с указанным к. п. д. ~10%) обеспечит работу электромотора с помощью свыше 1 *квт*.

В течении многих месяцев безотказно работают «солнечные батареи» из кремниевых фотоэлементов на советских космических кораблях, позволяя поддерживать радиосвязь с Землей.

Фотоэлементы находят очень широкое применение в производстве: счет деталей на конвейере, сортировка деталей и для других автоматических и телемеханических установок, на транспорте, в военной технике, для передачи изображений по телеграфу, в звуковом кино.

Не имея возможности рассмотреть все эти применения, остановимся на последнем. Для записи звука на киноленту применяется следующий метод. Электрические колебания используются для попеременного ослабления и усиления интенсивности пучка света. Для этого поляризованный пучок света от источника постоянной интенсивности пропускается через конденсатор Керра (см. § 19), на пластины которого подается переменное электрическое напряжение, поступающее с микрофона (после усиления). Таким образом, интенсивность светового пучка меняется в соответствии с изменением напряжения. Далее пучок света попадает на узкую дорожку, оставленную на киноленте, и «записывает» звук в виде полоски переменной прозрачности.

Для воспроизведения звука сквозь эту дорожку пропускается свет от источника постоянной интенсивности. После прохождения сквозь ленту его интенсивность меняется по тому же закону, как и интенсивность пучка света, с помощью которого производилась запись. Далее свет падает на фотоэлемент, который дает ток, меняющийся по величине в соответствии с изменением интенсивности светового потока. Этот переменный ток воспроизводит переменный ток в микрофоне записывающего устройства. После усиления он поступает в репродукторы, воспроизводя записанные звуки.

Для усиления фототоков, а также для других приложений часто пользуются явлением, получившим название **вторичной электронной эмиссии**.

Явление состоит в том, что при обстреле некоторых веществ быстрыми электронами наблюдается вылет из него новых элек-

тронов. При некоторых условиях можно добиться того, чтобы каждый падающий электрон выбивал из вещества по нескольку «вторичных» электронов.

Величина вторичной эмиссии характеризуется коэффициентом вторичной эмиссии σ — отношением числа вылетающих из эмиттера электронов n_2 к числу падающих n_1:

$$\sigma = \frac{n_2}{n_1}.$$

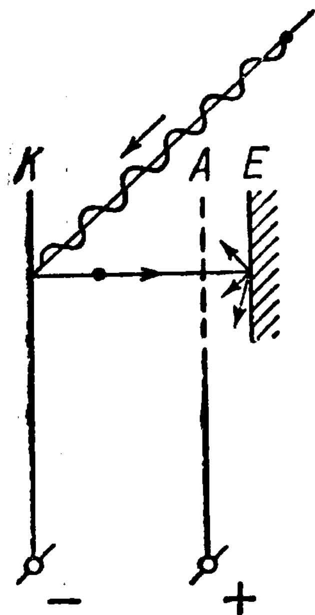


Рис. 1.149.

В зависимости от вещества и энергии падающих электронов σ может достигать десяти и более.

Вторичная электронная эмиссия широко используется для усиления слабых токов, в частности фототоков. На рис. 1.149 мы приводим схематическое изображение фотоэлемента с однократным вторичным усилением.

Фотоэлектроны с *K* ускоряются электрическим полем, и значительная часть их, пролетая сквозь анод *A*, представляющий собой сетку, попадает на вторичный эмиттер *E*. Выбитые из него электроны меньших скоростей, чем первичные, собираются анодом. В то время как обычные вакуумные элементы дают ток, достигающий 0,08 *ма/лм*, фотоэлемент описанного типа дает около 0,5 *ма/лм*.

Особенно высокое усиление тока дает прибор, изобретенный А. А. Кубецким, получивший название ф о т о э л е к т р о н н о г о у м н о ж и т е л я.

В этом приборе производится повторное усиление тока за счет вторичной эмиссии, что приводит к его многократному усилению.

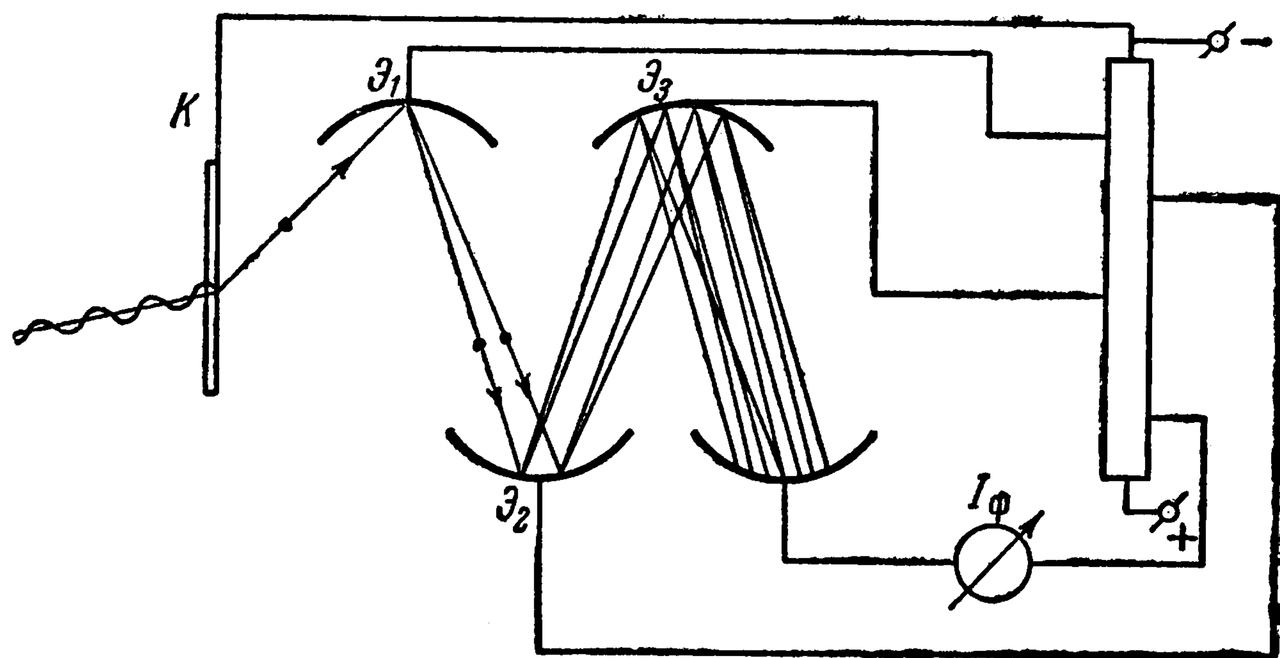


Рис. 1.150.

Схема прибора приведена на рис. 1.150. Фотоэлектроны с *K* ускоряются в электрическом поле и, попадая на первый эмиттер $Э_1$,

выбивают из него в σ раз большее число электронов. Эти электроны, ускоряясь, в свою очередь попадают на $Э_2$, выбивая из него еще большее число электронов. Для того чтобы электроны следовали по необходимым маршрутам, электродам придают специальную форму и сообщают им нужные потенциалы.

В современных промышленных образцах фотоэлектронного умножителя при девяти ступенях усиления достигается общее увеличение тока в $2\cdot 10^6$ раз при напряжении питания в 1000—1500 *в*. Такой фотоэлектронный умножитель имеет размеры, немного превышающие размеры обычной радиолампы. Чувствительность его достигает 10 *а/лм* (вместо $8\cdot 10^{-5}$ *а/лм* вакуумного фотоэлемента!).

На фотоэлектрическом эффекте основаны все современные системы телевидения, т. е. передачи изображений по радио. Для передачи изображений по радио необходимо световые сигналы превратить в электрические, причем число таких сигналов в секунду весьма велико. Передаваемое изображение разбивается на элементы, величина которых определяет четкость изображения (четкость возрастает с уменьшением размеров элементов, т. е. ростом их числа), причем в случае движущегося изображения вся картина (т.е.все множество элементов) должна передаваться 25 раз в секунду.

Наиболее удачными приборами, используемыми для передачи по радио движущихся изображений, являются иконоскоп и разновидность иконоскопа ортикон.

Основной частью иконоскопа является так называемая мозаика. Она представляет собой листок слюды толщиной от 0,025 до 0,050 *мм*, на который с одной стороны нанесен сплошной слой металла, с другой — множество мелких (до 0,01 *мм* в диаметре) крупинок серебра, не соприкасающихся друг с другом и сенсибилизированных (т. е. очувствленных) при помощи цезия (собственно мозаика). Отдельные зерна серебра образуют с металлической подложкой электрические конденсаторы, включенные параллельно друг другу.

Поверхность мозаики последовательно, строчка за строчкой, обегается 25 раз в секунду электронным лучом.

В момент обстрела электронами зерна мозаики приобретают положительный потенциал: если зерно до обстрела было не заряжено, то под ударами быстрых электронов оно отдает больше вторичных электронов, чем получает из луча. Потенциал зерен достигает примерно +3 *в*. После прохождения луча зерно принимает часть вторичных электронов, выбитых из соседних зерен, и потенциал его падает примерно до —1,5 *в*. Так обстоит дело, если мозаика не освещена. Если теперь осветить мозаику, спроектировав на нее какое-то изображение при помощи специальной оптики, то в результате фотоэффекта потенциал зерен изменится. В зависимости от освещенности зерен их потенциал окажется различным: чем интенсивнее освещенность, тем больше электронов потеряет данное зерно, тем больше будет его потенциал. Однако прямая пропорциональность (линейная зависимость между освещенностью и потенциалом) в иконоскопе не имеет места. Таким образом, на поверхности мозаики установится распределение потенциала в соответствии с распределением яркости спроектированного на нее изображения. Изменение потенциала металлической подложки мозаики, обусловленное перезарядкой зерен мозаики, используется, будучи усиленным, в качестве видеосигнала. Далее видеосигнал передается по радио, как и сигнал, получаемый с микрофона при трансляции речи или музыки. В приемнике-телевизоре электронный луч обегает поверхность электроннолучевой трубки в том же порядке, что и электронный луч

иконоскопа, причем принимаемые видеосигналы, поступая на модулирующий электрод (т. II, § 38), меняют интенсивность этого луча. В соответствии с этим поверхность трубки светится с большей или меньшей яркостью, воспроизводя распределения яркости изображения, спроектированного на мозаику иконоскопа.

Наличие вторичной электронной эмиссии в иконоскопе является не достоинством, а существенным недостатком прибора. Его можно устранить, лишь используя в электронном луче столь медленные электроны, чтобы они не могли выбивать вторичные. Эта идея и осуществлена в о р т и к о н е.

§ 37. Квантовая структура света

Законы теплового излучения и фотоэлектрического эффекта дали целый ряд неоспоримых, но косвенных доказательств квантовой природы света. Приведем несколько важных экспериментальных доказательств существования фотонов, полученных в более поздних специально поставленных опытах.

В 1922 г. А. Ф. Иоффе и Н. И. Добронравов поставили специальные опыты по элементарному фотоэффекту с помощью рентгеновских лучей. Схема их установки приведена на рис. 1.151. В толстой эбонитовой пластинке делалась полость, из которой через трубку R откачивался воздух. Эта полость играла роль миниатюрной рентгеновской трубки. Катодом служил конец тоненькой алюминиевой проволоки K, освещаемой ультрафиолетовыми лучами через кварцевое окошко L. Между алюминиевой проволочкой и пластинкой A (являвшейся анодом рентгеновской трубки) прикладывалась разность потенциалов около 12 000 *в*.

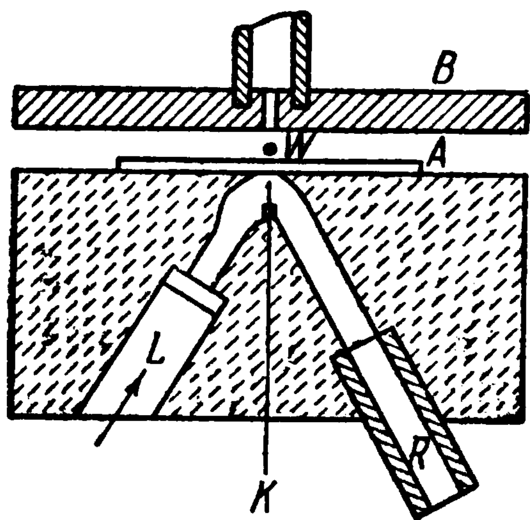


Рис. 1.151.

Освещение подбиралось настолько слабым, чтобы с K срывалось около 1000 фотоэлектронов в секунду. Вырванные электроны ускорялись полем высокого напряжения и, ударяясь о пластинку A, резко тормозились, испуская рентгеновские лучи. Таким образом, из антикатода A испускалось около $n=1000$ рентгеновских импульсов в секунду.

Алюминиевая пластинка A толщиной порядка $5\cdot10^{-3}$ *мм* и вторая, параллельная ей, пластинка B образовывали плоский конденсатор, в котором взвешивалась заряженная висмутовая пылинка W с радиусом r около $3\cdot10^{-5}$ *см* на расстоянии d, равном примерно 0,02 *см* от антикатода A. Пылинка время от времени теряла равновесие — рентгеновское излучение вырывало из нее электрон, в силу чего менялся ее заряд. Потеря электрона происходила через различные промежутки времени. Средний промежуток времени оказался равным 30 минутам. Независимые наблю-

дения показали, что электрон, вырванный из пылинки, несет с собой в с ю э н е р г и ю падающего на него одиночного рентгеновского импульса.

С точки зрения чисто волновой теории распространения света результаты опытов Иоффе и Добронравова совершенно необъяснимы. Если бы энергия рентгеновских импульсов равномерно распределялась, в соответствии с волновой теорией, по всему сферическом фронту волны, то тогда бы на долю одного электрона пылинки пришлось бы ничтожное количество энергии, недостаточное для его вырывания из металла. Таким образом, либо один электрон мог невероятно долго (~30 мин.!) накапливать энергию рентгеновского излучения, не отдавая ее соседним частицам, либо все электроны пылинки непонятным образом должны были бы иногда передавать поглощенную энергию одному электрону, который вырывается из пылинки. Но и это фантастическое объяснение теряет всякую основу, если вспомнить, что вырывание электрона, притом всегда с одной и той же энергией, происходило через р а з л и ч н ы е промежутки времени.

Результат опытов Иоффе и Добронравова может быть объяснен лишь из представления о корпускулярной структуре излучения:

1) из потока рентгеновского излучения при поглощении электрон воспринимает энергию одного фотона, а не произвольное количество энергии;

2) рентгеновский фотон, имея энергию, достаточную, чтобы вырвать из металла тысячи электронов, поглощается только одним из них.

Эти опыты особенно замечательны тем, что позволяют проследить действие о т д е л ь н ы х фотонов. Расстояние от антикатода до пылинки — 0,02 *см* — излучение проходит за $\frac{0{,}02}{3\cdot 10^{10}}$ *сек* $\approx$ $\approx 7\times 10^{-13}$ *сек*, следующий же фотон испускается через 10^{-3} *сек*, т. е. много времени спустя после того, как предыдущий фотон ушел далеко за пределы установки или вырвал из пылинки электрон.

Не следует думать, что эйнштейновское представление о фотонах является просто возвратом к ньютоновским световым корпускулам, крохотным комочкам материи, летящим в том или ином направлении от источника («игольчатое» излучение). Квантовая природа света проявляется в том, что пылинка может поглотить не часть падающего на нее фотона, а лишь весь фотон целиком.

Пылинка радиуса r с площадью поперечного сечения πr^2 видна из точки испускания фотона на антикатоде (рис. 1.152) под телесным углом

$$\Delta\omega = \frac{\pi r^2}{d^2}.$$

Отношение $\Delta\omega$ к полному телесному углу 4π, т. е.

$$w = \frac{\Delta\omega}{4\pi} = \frac{r^2}{4d^2}, \tag{37.1}$$

представляет собой вероятность поглощения фотона пылинкой (в предположении, что для фотонов данной частоты она непрозрачна). Обозначим число фотонов, испускаемых в единицу времени, через N. Тогда число фотонов n, поглощенных пылинкой за время Δt, будет равно

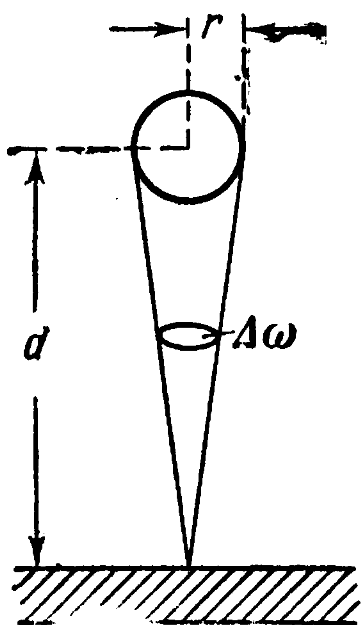


Рис. 1.152.

$$n = w \cdot N \cdot \Delta t.$$

Полагая $n = 1$, найдем среднее время $\overline{\Delta t_1}$ между двумя последовательными поглощениями фотонов

$$\overline{\Delta t_1} = \frac{1}{wN} = \frac{4d^2}{r^2 N}. \tag{37.2}$$

В нашем случае $d = 0{,}02$ *см*, $r = 3 \cdot 10^{-5}$ *см* и $N = 10^3$ фотонов в секунду. Следовательно,

$$\overline{\Delta t_1} = \frac{4\,(2 \cdot 10^{-2})^2}{10^3\,(3 \cdot 10^{-5})^2} \approx 1{,}8 \cdot 10^3 \text{ сек} = 30 \text{ мин} \tag{37.3}$$

в полном соответствии с результатами опыта.

Квантовые свойства излучения сказываются при рассеянии фотонов больших энергий ε. При $\lambda \backsim 1\,\text{Å} = 10^{-8}$ *см* имеем:

$$\varepsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \frac{6{,}62 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}}{10^{-8} \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-12}} \approx 1{,}25 \cdot 10^4 \text{ эв} = 2 \cdot 10^{-15} \text{ дж},$$

т. е. во много раз больше энергии связи внешних электронов в атоме, имеющей порядок величины 1—10 *эв*. Поэтому при взаимодействии рентгеновского фотона с таким электроном атома этот электрон можно рассматривать как слабо связанный с атомом или даже практически свободный. При поглощении фотона такой «свободный» электрон приобретает практически всю энергию фотона и уходит далеко за пределы исходного атома. Поглотив фотон, электрон может тут же испустить обратно такой же точно фотон или фотон меньшей энергии (и частоты). Это явление — рассеяние рентгеновских лучей — было подробно исследовано в 1923 г. А. Комптоном.

По классической теории монохроматическая электромагнитная волна частоты ν_0, падающая на свободный неподвижный электрон e, действует на него с силой

$$\mathbf{f} = e\left\{\mathbf{E} + \left[\frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{H}\right]\right\}, \tag{37.4}$$

где $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ — периодически колеблющиеся векторы напряженности электрического и магнитного полей волны, а $\mathbf{v}$ — скорость, приобретаемая электроном. Как показано в т. II, § 50, для излучения $E = H$. Под действием света электрон будет колебаться, но

не приобретет большой скорости ($v \ll c$). Следовательно, вторым слагаемым в (37.4), которое в $\frac{v}{c}$ раз меньше первого, можно пренебречь, т. е. учитывать лишь электрическую составляющую поля **E**.

Под действием периодического поля **E** электрон будет совершать колебания вдоль линий поля с частотой приходящего поля, т. е. ν_0.

Точное решение уравнений движения показывает, что, кроме гармонического колебания, свободный электрон приобретает еще некоторую дополнительную постоянную скорость

$$\mathbf{v}_0 = \frac{\bar{\mathbf{f}}}{m}\frac{T}{2} = \frac{e\mathbf{E}_0}{\pi m}\frac{T}{2} = \frac{e\mathbf{E}_0}{2\pi\nu_0 m} \qquad (37.5)$$

вдоль линий поля за счет импульса средней силы, действующего в течение первого полупериода $T/2$. Однако такое поступательное равномерное движение не играет роли в дальнейшем излучении электрона.

Гармонически колеблющийся с частотой ν_0 электрон будет испускать во все стороны излучение (т. II, § 53) с частотой, которой обладает сам электрон, т. е. с частотой первичного падающего излучения ν_0. Энергия, которая тратится приходящим полем на раскачивание электрона, отдается им с испускаемым им излучением. Таким образом, происходит рассеяние падающего на электрон излучения, причем *частота рассеянного излучения совпадает с частотой падающего* ν_0.

Эта классическая картина в общем подтверждается для достаточно длинных волн (см. выше, § 20). Однако в области рентгеновских лучей она полностью противоречит опыту. Комптон измерял длину волны рентгеновского излучения, рассеянного под разными углами. В качестве рассеивателей брались вещества с различными атомными номерами. Опыты показали, что при рассеянии рентгеновского излучения электронами вещества *частота рассеянного излучения меняется и зависит от угла рассеяния.*

Рассмотрим, как можно объяснить этот результат с точки зрения теории фотонов Эйнштейна. Представим себе, что рассеяние света состоит в поглощении электроном падающего на него фотона и мгновенном испускании другого фотона. Энергия падающего фотона $h\nu_0$, энергия испущенного фотона $h\nu$, где ν — частота рассеянного излучения. При поглощении жестких рентгеновских лучей электрон приобретает скорость v, близкую к скорости света c. Поэтому энергию электрона надо рассчитывать по формулам теории относительности (см. § 27): полная энергия неподвижного электрона равна $m_{0e}c^2$, а движущегося $m_e c^2$, где m_{0e} — масса покоя, а $m_e = \frac{m_{0e}}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$.

При элементарном акте рассеяния должен выполняться закон сохранения энергии. Энергия падающего фотона и неподвижного электрона до рассеяния должна равняться сумме энергий рассеянного фотона и движущегося электрона:

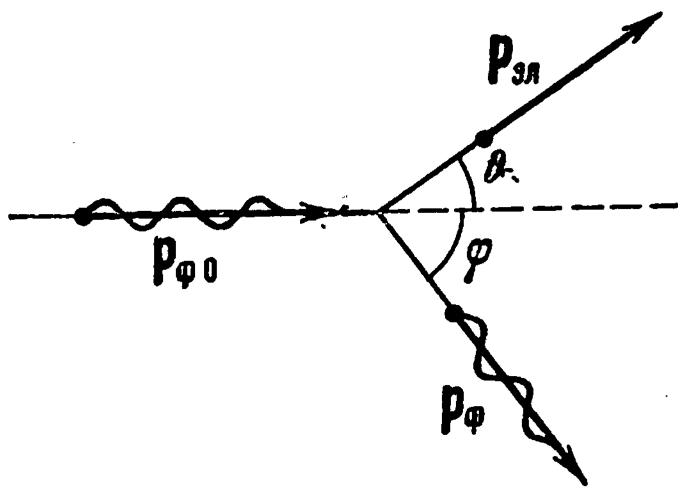


Рис. 1.153.

$$h\nu_0 + m_{0e}c^2 = h\nu + m_e c^2. \quad (37.6)$$

Кроме того, должен выполняться и закон сохранения количества движения. Вектор количества движения электрона (часто называемый просто импульсом) есть $\mathbf{p}_{эл} = m_e \mathbf{v}$. Масса падающего фотона $m_{ф0} = \frac{h\nu_0}{c^2}$, а скорость c, и импульс фотона численно равен $p_{ф0} = m_{ф0}c = \frac{h\nu_0}{c}$ и направлен в сторону распространения (рис. 1.153). После взаимодействия рассеянный фотон и электрон разлетаются в разные стороны так, что импульсы $\mathbf{p}_ф$ и $\mathbf{p}_{эл}$ составляют с первоначальным направлением распространения углы, соответственно равные φ и ϑ.

Закон сохранения количества движения в элементарном акте рассеяния имеет вид

$$\mathbf{p}_{ф0} = \mathbf{p}_ф + \mathbf{p}_{эл}. \quad (37.7)$$

Проектируя обе части этого векторного равенства на направление первоначального распространения и направление, перпендикулярное к нему, получим два уравнения:

$$\frac{h\nu_0}{c} = \frac{h\nu}{c}\cos\varphi + m_e v\cos\vartheta \quad (37.8)$$

и

$$0 = \frac{h\nu}{c}\sin\varphi - m_e v\sin\vartheta. \quad (37.9)$$

Из трех уравнений (37.6), (37.8) и (37.9) можно, задавшись углом рассеяния света φ, определить остальные три неизвестные: ν, v и ϑ. Особый интерес представляет частота ν излучения, рассеянного под данным углом φ. Опуская элементарные, но громоздкие вычисления, приведем окончательный результат:

$$\frac{1}{\nu} = \frac{1}{\nu_0} + \frac{h}{m_{0e}c^2}2\sin^2\frac{\varphi}{2}. \quad (37.10)$$

Переходя от частот к соответствующим длинам волн $\left(\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0};\ \lambda = \frac{c}{\nu}\right)$, получаем:

$$\lambda = \lambda_0 + \frac{h}{m_{0e}c}2\sin^2\frac{\varphi}{2}. \quad (37.11)$$

Как видно из (37.10) и (37.11), частота рассеянного излучения меньше частоты исходного, а длина волны соответственно больше. Часть энергии (и импульса) исходного фотона получил электрон отдачи, что и привело к уменьшению частоты при рассеянии. Обозначая увеличение длины волны излучения при рассеянии $\lambda - \lambda_0$ через $\Delta\lambda$, имеем:

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_{0e}c} 2 \sin^2 \frac{\varphi}{2} = 2\Lambda \sin^2 \frac{\varphi}{2}, \tag{37.12}$$

где через

$$\Lambda = \frac{h}{m_{0e}c} \tag{37.13}$$

обозначена универсальная постоянная, получившая название комптоновской длины волны. Для рассеяния электронами

$$\Lambda = 0{,}0242 \text{ Å}. \tag{37.14}$$

При прямом отражении фотона электроном $\varphi = \pi$ и изменение длины волны максимально:

$$\Delta\lambda_{\text{макс}} = 2\Lambda = 0{,}0484 \text{ Å}. \tag{37.15}$$

Для рентгеновских лучей со средней длиной волны $\lambda_0 = 1$ Å это изменение составляет около 5%.

Из (37.12) следует, что *изменение длины волны излучения* $\Delta\lambda$ *при рассеянии свободным электроном не зависит от длины волны падающего излучения* λ_0. Возрастание длины волны определяется только массой рассеивающих частиц m_0 и углом рассеяния φ. Относительное изменение длины волны рассеянного излучения $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}$ обратно пропорционально длине волны падающего излучения λ. Для радиодиапазона $\lambda_0 > 1$ *см* и $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} < 10^{-10}$, т. е. пренебрежимо мало. Даже в области видимого света ($\lambda_0 \approx 5000$ Å) $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \approx 10^{-5}$, т. е. порядка $0{,}001\%$, и вывод классической теории о неизменяемости длины волны (и частоты) при рассеянии практически сохраняет свою силу. Но в области коротких волн (рентгеновские и γ-лучи) изменение длины волны (частоты) весьма заметно.

Опыты Комптона подтвердили правильность формулы (37.12), полученной на основании квантовой теории Эйнштейна. Доля излучения, рассеянного слабо связанными электронами, возрастает по мере увеличения атомного номера вещества Z. Этот атомный номер характеризует число электронов в атоме. Если излучение достаточно жесткое, то все электроны атома могут считаться слабо связанными и комптоновское рассеяние пропорционально числу электронов атома, т. е. его атомному номеру Z.

При рассеянии рентгеновских лучей в веществе рассеивающие электроны можно грубо разделить на две группы:

1. Электроны, энергия связи которых в атоме много меньше энергии фотона $h\nu_0$. Такие электроны можно практически считать свободными, так как их слабая связь с атомами не изменит заметно процесс рассеяния, определяемый формулой (37.12).

2. Сильно связанные электроны. При взаимодействии фотонов с такими электронами последние остаются в атоме и энергию и импульс отдачи получит атом как целое. Тогда в (37.12) и (37.13) вместо m_{0e} следует подставить массу атома M_0, величину на три порядка бо́льшую, чем m_{0e}. Соответственно $\Delta\lambda$ станет столь малой величиной ($\sim 10^{-5}$ Å), что для этой части рассеянного излучения λ практически сохраняется.

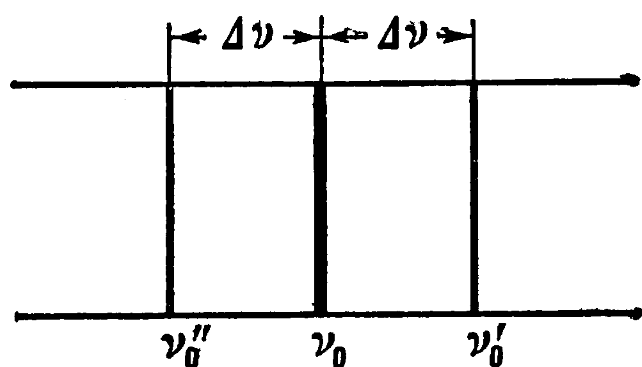


Рис. 1.154.

Существенное изменение частоты рассеянного света может наблюдаться и в случае взаимодействия фотона со сложной частицей, например молекулой, но по другим причинам, обусловленным строением этих сложных частиц. Возможность такого изменения рассеянного света была теоретически выведена Л. И. Мандельштамом в 1918 г. из чисто классических представлений. В 1928 г. Л. И. Мандельштам и Г. С. Ландсберг при изучении рассеяния света в кристаллах обнаружили это новое явление, получившее название «комбинационного рассеяния» или эффекта Мандельштама — Ландсберга. Независимо от них и почти одновременно комбинационное рассеяние в жидкостях было открыто индийским физиком Раманом, с чем связано второе название — эффект Рамана. Суть явления состоит в том, что *в рассеянном излучении, кроме излучения исходной частоты* ν_0, *встречается ряд близких частот.* При этом наблюдаются очень важные закономерности.

Возникающие при рассеянии частоты дают при обычной температуре вещества линии, расположенные в спектре симметрично относительно исходной частоты (рис. 1.154), т. е. если в рассеянном свете имеется частота ν_0', превышающая исходную на $\Delta\nu$:

$$\nu_0' = \nu_0 + \Delta\nu, \tag{37.16}$$

сдвинутая к фиолетовой части спектра, то в нем будет наблюдаться частота ν_0'', на столько же меньшая частоты ν_0:

$$\nu_0'' = \nu_0 - \Delta\nu, \tag{37.17}$$

сдвинутая к красному концу спектра. Если изменить частоту рас-

сеиваемого излучения, взяв вместо ν_0 излучение частоты ν_1, то в рассеянном излучении «спутники» будут отличаться от исходной частоты ν_1 на те же величины, т. е. мы найдем там, например, частоты

$$\left.\begin{aligned} \nu_1' &= \nu_1 + \Delta\nu \\ \nu_1'' &= \nu_1 - \Delta\nu. \end{aligned}\right\} \qquad (37.18)$$

и

Детальное изучение распределения частот и интенсивностей показало квантовую природу возникновения спутников в рассеянном излучении.

Атомы и молекулы могут обладать не любыми значениями энергии, но прерывным, дискретным рядом возможных значений E_1, E_2, E_3, ... (подробно об этом ниже, часть II). Переходя из одного состояния в другое, молекула может отдавать или принимать энергию в виде одного кванта излучения. Так, переходя из состояния с энергией E_3 в состояние с меньшей энергией E_2, она отдает разность энергий в виде одного кванта излучения, энергии и частоты, определяемой уравнением

$$\varepsilon = h\nu = E_3 - E_2. \qquad (37.19)$$

Для молекул значения возможных энергий сравнительно близки, а разности их малы. Поэтому излучение молекул в значительной своей части лежит в далекой инфракрасной области спектра. Молекула испускает те же частоты, которые она может и поглощать: так, поглощению частоты ν соответствует обратный переход из состояния с энергией E_2 в состояние с энергией E_3. Фотона, принадлежащего видимой области и несущего большую энергию, молекула поглотить не может. Но своеобразный обмен энергией между нею и таким фотоном может быть. Его можно трактовать как поглощение фотона, за которым немедленно следует испускание. При этом энергия молекулы, а следовательно, и энергия рассеянного фотона могут измениться.

Пусть энергия молекулы была до поглощения E_2. Молекула поглотила фотон с частотой ν_0, т. е. с энергией $h\nu_0$. После излучения молекула может перейти в состояние с большей энергией E_3. Соответственно, рассеянный фотон будет обладать энергией, меньшей на величину $E_3 - E_2$, т. е. будет иметь энергию

$$h\nu'' = h\nu_0 - (E_3 - E_2) \qquad (37.20)$$

и частоту

$$\nu'' = \nu_0 - \frac{E_3 - E_2}{h}. \qquad (37.21)$$

Разность частот

$$\nu_0 - \nu'' = \frac{E_3 - E_2}{h} = \nu \qquad (37.22)$$

как раз равна собственной частоте ν, излучаемой или поглощаемой молекулой, как это следует из формулы (37.19). Таким образом, смещенные в красную сторону частоты спектра возникают за счет того, что молекулы поглощают часть энергии рассеиваемых ими фотонов.

Может иметь место и обратный случай: молекула поглотила фотон $h\nu_0$, обладая энергией E_3, а после излучения перешла в состояние с меньшей энергией E_2. При этом энергия рассеянного фотона увеличится на величину $E_3 - E_2$:

$$h\nu' = h\nu_0 + (E_3 - E_2), \tag{37.23}$$

т. е. его частота ν' станет равной

$$\nu' = \nu_0 + \frac{E_3 - E_2}{h} = \nu_0 + \nu. \tag{37.24}$$

Получится бо́льшая частота ν', лежащая относительно исходной ν_0 симметрично с частотой ν''.

Таким образом, если молекула обладает набором энергетических уровней, которые отвечают при излучении (поглощении) частотам ν_1, ν_2, ν_3, ..., то при взаимодействии с фотонами большей частоты ν_0 мы будем наблюдать в рассеянном излучении, кроме частоты ν_0, еще «комбинированные» частоты

$$\nu_0 \pm \nu_1; \quad \nu_0 \pm \nu_2; \quad \nu_0 \pm \nu_3; \ \ldots$$

Исследуя спектры комбинационного рассеяния, можно определить возможные энергетические состояния молекул и сделать важнейшие заключения об их строении и свойствах. Изучение спектров комбинационного рассеяния молекул удобнее изучения их инфракрасных спектров испускания и поглощения, так как комбинационные спектры можно исследовать в видимой области. Правда, интенсивность комбинационных спектров весьма мала и для получения четких фотографий необходимы длительные экспозиции — десятки и даже сотни часов.

Интенсивность спутников основной линии, лежащих слева и справа, различна. С уменьшением температуры спутники, обладающие частотами бо́льшими, чем исходная, становятся все слабее. Смысл этой закономерности таков: чем ниже температура, тем меньшим запасом энергии могут обладать отдельные молекулы и тем большее число их будет обладать наименьшим возможным запасом энергии. При взаимодействии с такими молекулами фотон способен отдать часть своей энергии молекуле, приобрести же у нее ничего не может. Следовательно, линии меньших частот могут возникнуть в то время, как появление линий бо́льших частот исключается.

Условия возбуждения собственных и комбинационных спектров различны. Поэтому распределения интенсивностей соответствующих частот ν_i в обоих спектрах могут сильно отличаться друг от друга. Некоторые линии, хорошо наблюдаемые в собственном спектре испускания или поглощения, могут не давать соответствующих спутников $\nu_0 \pm \nu_i$ в спектре комбинационного рассеяния. Обратно, в комбинационном спектре могут обнаруживаться спутники, соответствующие собственным частотам ν_i, обычно не наблюдаемым в спектрах испускания (так называемые «запрещенные» переходы). Все эти особенности связаны с деталями строения молекул и их энергетических уровней и здесь (в разделе оптики) нами рассматриваться не будут.

В настоящее время комбинационное рассеяние является важным методом изучения собственных частот колебаний в сложных молекулах органических соединений и помогает установить строение этих молекул и различных кристаллических тел.

Большая серия специальных исследований квантовых свойств излучения была проведена в 30-х годах С. И. Вавиловым с сотрудниками. При этом ими были обнаружены квантовые флуктуации слабых световых потоков, которые являются убедительным доказательством прерывной структуры света.

Адаптированный к сумеречному зрению глаз обладает постоянным порогом зрительного ощущения, причем этому порогу соответствует весьма малая мощность порядка $4 \cdot 10^{-17}$ *вт*, что составляет примерно 100 фотонов в секунду. При такой средней мощности потока число фотонов, попадающих в глаз, то несколько больше среднего значения (например, 105), то несколько меньше (например, 95). В последнем случае глаз не воспримет света. Отсюда вытекает, что вблизи порога зрительного ощущения должны наблюдаться своего рода «мигания», вызванные флуктуациями светового потока, если свет по своей структуре прерывен.

Схема установки Вавилова для визуального наблюдения флуктуаций светового потока изображена на рис. 1.155. Так как сумеречное зрение является периферическим, то глаз G фиксировался на слабый красный источник O, свет от которого отражался с помощью зеркала Z_1. При этом основной световой поток от лампы L, выделенный диафрагмой D, падал на периферическую часть сетчатки глаза. На пути луча LG располагался диск AB с отверстием, совершавший один оборот в секунду. Размер отверстия был сделан таким, чтобы свет проходил через него в течение 0,1 *сек*, давая кратковременную вспышку, а остальные 0,9 *сек* задерживался диском. Зеленый фильтр F и клин K позволяли выделять исследуемую часть спектра и ослаблять поток, попадающий в глаз. Для абсолютных измерений энергии, отвечающей зрительному порогу,

убиралось зеркальце Z_2, и диафрагма могла освещаться «черным телом» T. Наблюдатель в момент вспышки нажимал кнопку, и на движущейся ленте наносилась отметка. На той же ленте

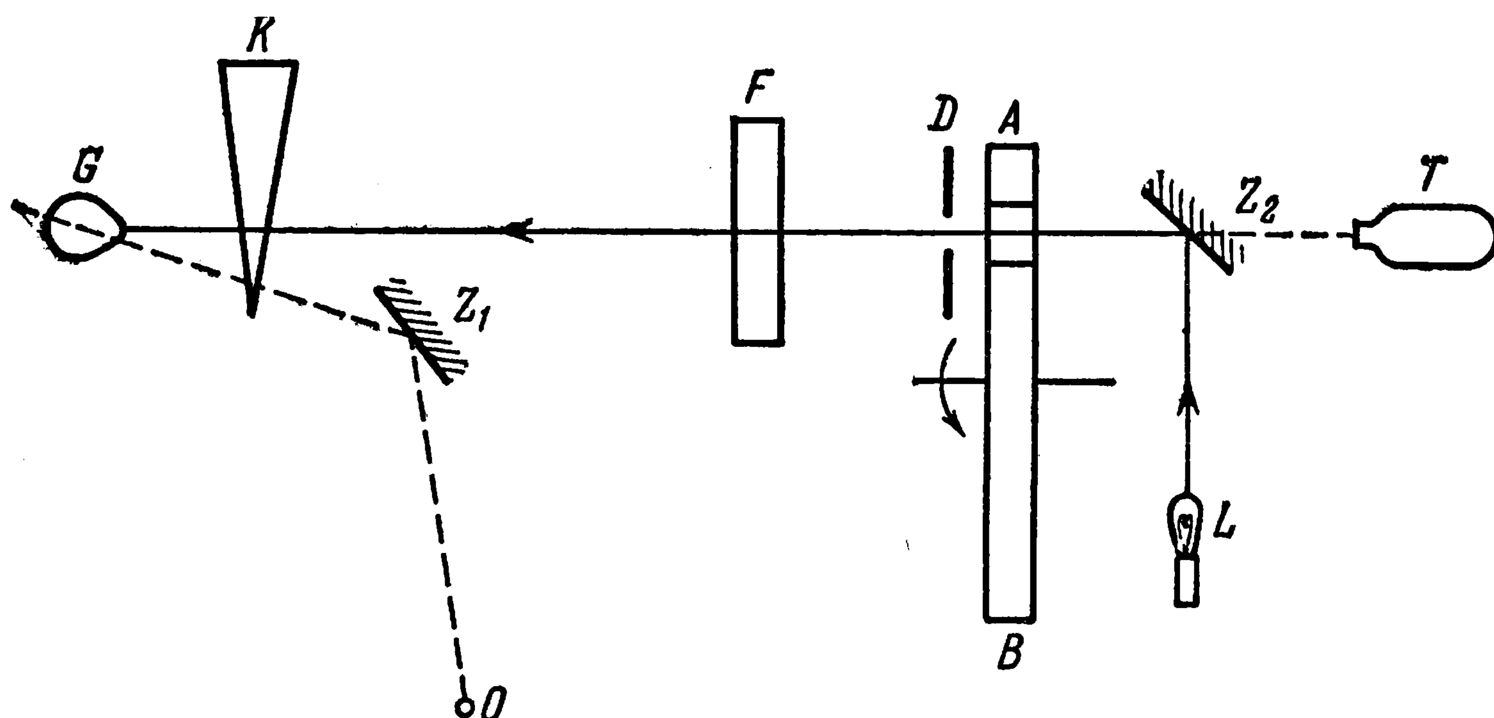


Рис. 1.155.

отмечался каждый оборот диска. Оказалось, что при потоке, заметно превышающем зрительный порог $\Phi_{мин}$, наблюдатель отмечал каждую вспышку (рис. 1.156, *а*). При уменьшении потока и приближении Φ к $\Phi_{мин}$ наблюдатель отмечал не все вспышки (рис. 1.156, *б*). Отдельные редкие вспышки отмечались и при среднем значении потока, меньшем $\Phi_{мин}$.

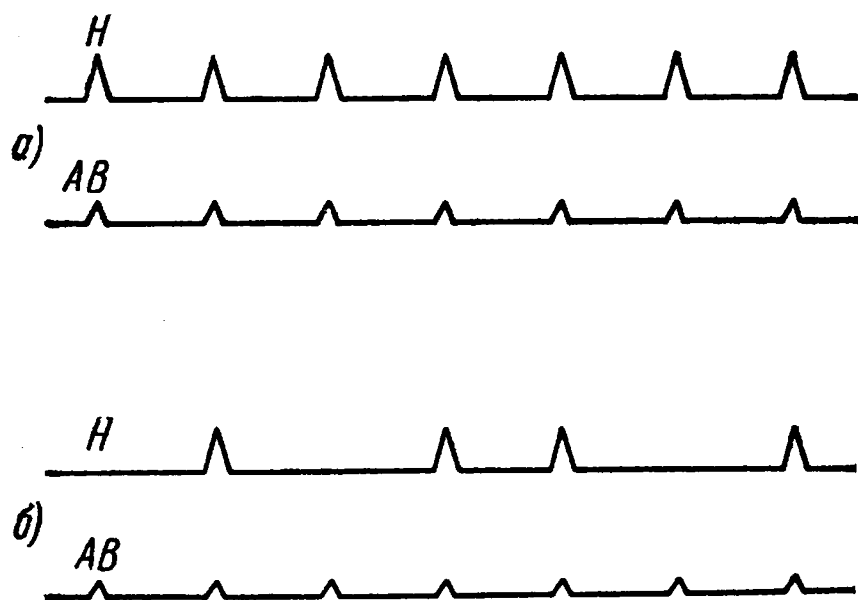


Рис. 1.156.

Это вызвано флуктуациями числа фотонов в отдельных вспышках; в одних случаях фотонов проходит достаточно, чтобы вызвать зрительное ощущение, в других — их слишком мало.

В т. I, § 16 приводилась основная статистическая закономерность: средняя флуктуация числа частиц в дискретной системе ΔN равна корню квадратному из полного числа частиц, т. е. $\sqrt{N}$. Применяя аналогичные статистические методы, С. И. Вавилов смог по измеренным флуктуациям определить среднее число фотонов в световом пучке. Таким образом, была непосредственно обнаружена прерывная (квантовая) структура света.

Особенно интересны опыты по наблюдению флуктуации в интерференционном поле.

На пути лучей, прошедших через вращающийся прерыватель установки, изображенной на рис. 1.155, ставилась двойная щель Юнга D_2 (рис. 1.157). За щелью располагался экран E с двумя отверстиями: одно из них приходилось на темную полосу в интерференционном поле, другое — на соседнюю светлую полосу. Наблюдались и измерялись количественно флуктуации яркости световой полосы. Темная полоса оставалась все

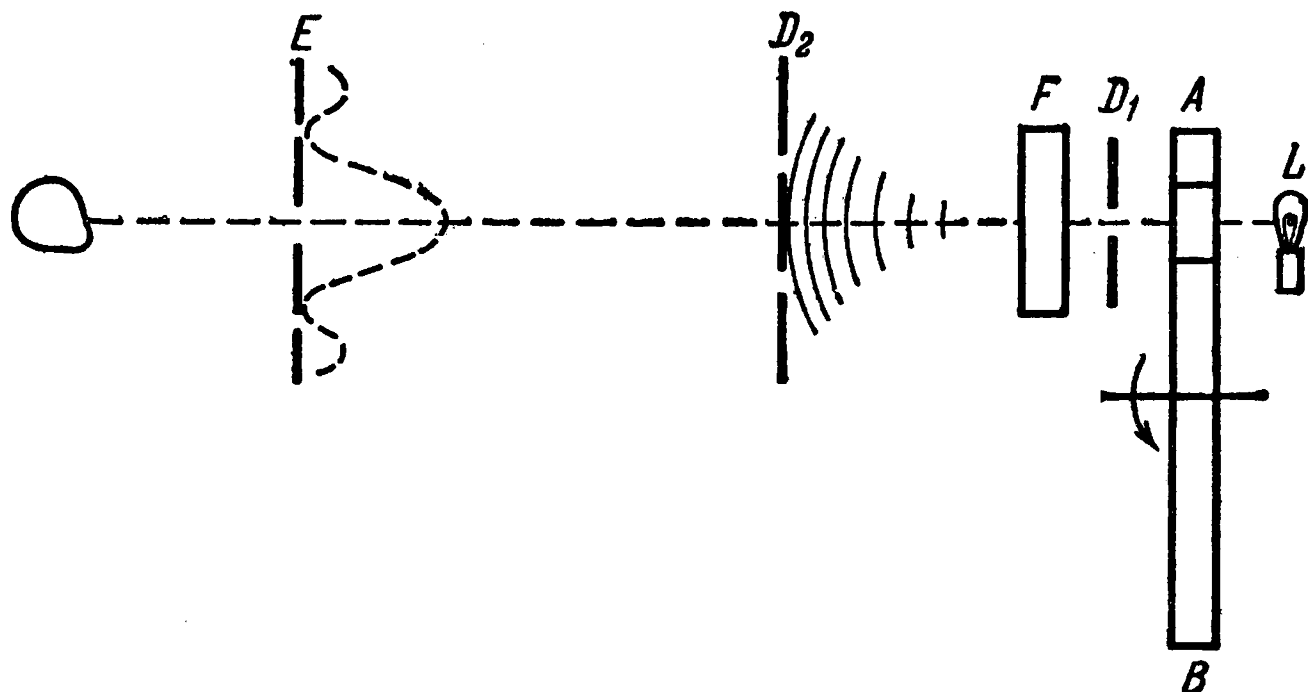


Рис. 1.157.

время темной. Как указывает Вавилов, «перед наблюдателем в этом опыте с особенной наглядностью проявляется корпускулярно-волновая двойственность светового процесса».

Действительно, в этих опытах наблюдалась интерференционная картина, создаваемая отдельными фотонами. Каждый фотон проходит через обе щели и затем интерферирует «сам с собой», никогда не попадая далее в участки экрана, на которых, согласно законам интерференции волн, интенсивность света должна равняться нулю. В «расщеплении» фотона на отдельные лучи, проходящие через обе щели Юнга одновременно, нет ничего странного, так как фотон не твердое тело и обладает совсем другими свойствами.

Если в показанном на рис. 1.157 приборе закрыть одну из двух щелей Юнга, то интерференция фотона прекращалась и флуктуации интенсивности наблюдались одинаково в обоих участках экрана E.

§ 38. Природа света

Подведем теперь некоторые итоги изложенных в §§ 30—37 многочисленных опытов и наблюдений, пришедших в противоречие с простыми классическими представлениями о чисто волновой природе света, и попробуем сформулировать, что же такое свет и электромагнитное излучение вообще.

Волновые свойства излучения проверены на огромном экспериментальном материале для всей доступной науке области — от длинноволнового, многометрового радиоизлучения и до коротковолнового рентгеновского и γ-излучения с длиной волны менее чем 10^{-10} *см*.

Корпускулярные свойства излучения также проверены от самых жестких космических и γ-лучей до радиоизлучения.

Что же такое излучение — корпускулы или волны? Точнее — в каком смысле могут быть совмещены эти понятия?

Следует, во-первых, выяснить, как обстоит дело с рядом доказательств приведенных выше опытов, «однозначно» решавших задачу о природе света. Так, например, рассмотрение преломления света по корпускулярной теории Ньютона и волновой теории Гюйгенса при сопоставлении с опытами по исследованию скорости света в веществе позволяет, казалось бы, судить с определенностью о правильности волновой картины, а, скажем, рассеяние рентгеновских лучей в веществе — о правильности корпускулярной картины *). Однако детальный анализ показывает, что такой вывод слишком поспешен, что в действительности оба представления гораздо более всеобъемлющи.

Так, при исследовании преломления по Ньютону исходят из того, что при прохождении частицы в оптически более плотную среду импульс световой частицы возрастает и, полагая его, как и для классической частицы, равным

$$p = mv, \tag{38.1}$$

приходят к результату, противоречащему опыту: с ростом p возрастает и скорость v. Однако если написать правильное выражение для импульса фотона:

$$p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}, \tag{38.2}$$

то результат будет совсем иной. Действительно, в (38.2) h — постоянная, ν — частота, не меняющаяся при переходе из одной среды в другую. Меняется лишь средняя скорость фотона $\bar{c}$ и соответственно длина волны λ. Но теперь в выражении импульса она стоит не в числителе, а в знаменателе: с ростом p скорость $\bar{c}$ уменьшается, что соответствует опыту. Таким образом, и корпускулярная теория может дать правильное объяснение явлениям преломления света. Но теперь это уже не примитивная корпускулярная теория Декарта — Ньютона,— она глубоко, органически связана с волновыми представлениями. Это видно хотя бы из

*) Хотя импульс рассеянных рентгеновских фотонов в опытах Комптона также определялся по их частоте (длине волны) с помощью дифракции на кристаллах.

того, что в выражение для импульса (38.2) входит частота ν (или λ) — величина, чуждая «чистой» корпускулярной теории.

Точно так же можно получить правильное выражение и для других явлений, пользуясь одним из представлений, однако каждый раз, как и выше, правильный результат будет получен, если это представление будет не «чистым», только волновым или только корпускулярным.

Таким образом, обе картины — корпускулярная и волновая — выступают как равноправные, точнее, неразрывно связанные.

Нам следует теперь детально разобраться в том, что подразумевается под волновыми и корпускулярными свойствами фотонов, ибо в рамках обычных представлений эти качества несовместимы.

Для этого необходимо, во-первых, отдать себе ясный отчет в том, чтó такое волны и чтó такое корпускулы в обычном понимании, в рамках тех представлений, которые выработались в классической физике и стали привычными и наглядными.

Волны

1. Волна, рассматриваемая в классической физике, есть процесс, всегда связанный с какой-то материальной средой, несущей волну: звуковые волны в воздухе, упругие волны в жидкости и т. д. Волны, следовательно, можно определить как состояние несущей их материальной среды.

2. Волна не может быть локализована в области пространства, соизмеримой с длиной волны. Можно говорить о волновом процессе, определяемом фиксированной с достаточной точностью длиной волны λ, только если волны тянутся на длину, много большую λ (см. § 6). Точно так же и ширина потока волн должна быть велика по сравнению с длиной волны, иначе, в силу дифракции, теряется возможность говорить о направлении распространения потока волн.

3. Волна дробима, ее можно разделить на части, и такое деление ничем не ограничено. Так, если на пути волн поставить под углом ряд полупрозрачных для волн преград, то мы получим множество отраженных волн. При прохождении через дифракционную решетку волна дробится на ряд направлений и т. д.

Корпускулы

1. С корпускулами связывается представление о малых частицах вещества, занимающих определенный объем в пространстве. В пределе это — «материальная точка».

2. Положение корпускулы в пространстве всегда точно определяется заданием ее координат. Никаким другим движением,

например, вращением вокруг собственной оси, она обладать не может.

3. Изменение ее состояния заключается в перемещении вдоль траектории — никаких внутренних изменений она претерпевать не может: корпускула — бесструктурна.

Привычным в классической физике представлением материи является вещество, состоящее из корпускул, между которыми действуют силы «дальнодействия», осуществляющие взаимодействие между корпускулами «через пустоту», без всякого материального носителя.

Таким образом, с понятием материи связывалось представление о мельчайших частицах — крупинках материи — корпускулах, взаимодействующих на расстоянии, а волны рассматривались как состояние движения материальной среды.

Естественной и исторически обусловленной явилась и теория Декарта — Ньютона, в которой свет рассматривался как поток корпускул, и теория Гюйгенса о световых волнах в мировом эфире. Однако ни то, ни другое представление не могло полностью объяснить всего богатства фактов, установленных экспериментом.

Открытие дифракции и интерференции привело к крушению примитивной корпускулярной теории Декарта — Ньютона.

Невозможность построить удовлетворительную теорию эфира,и, наконец, исследования Майкельсона и других ученых привели к крушению примитивную волновую теорию.

К каким же заключениям о природе света (электромагнитного излучения) приводят все эти факты?

Свет не является волнами в эфире. Он материален сам по себе, как и любое электромагнитное поле (см. т. II, § 49). Он обладает волновыми свойствами, сказывающимися при интерференции и дифракции.

Выше уже отмечалось (§ 10), что все частицы светящегося тела испускают свет друг от друга независимо. Следовательно, волны, отвечающие любым двум фотонам светового пучка, некогерентны. Стало быть, цуг волн, отвечающих одному фотону, может интерферировать лишь сам с собой. Это прямо подтверждается опытами Вавилова (флуктуации в интерференционном поле).

В результате интерференции на дифракционной решетке волна разбивается на несколько волн, идущих по разным направлениям. Вот здесь-то и проявляются корпускулярные свойства фотона. *Волна, отвечающая одному фотону, не может разделиться, а будет распространяться в одном из направлений, разрешенных волновой теорией.* В каком именно — на этот вопрос теория ответа не дает. Здесь можно указать лишь в е р о я т н о с т ь того или иного возможного направления. К обсуждению этого вопроса мы

еще вернемся в связи с проблемой природы электрона и других частиц вещества (§ 46).

Следует четко представлять себе, что корпускулярная природа фотона не означает, что его можно трактовать как «материальную точку». Материальная точка не может обладать волновыми свойствами.

Под корпускулярными свойствами фотона следует понимать его *неделимость* при любых взаимодействиях.

Фотон *как целое* проходит все щели дифракционной решетки, *интерферируя сам с собой*. Точно так же как целое он поглощается затем фотопластинкой, оставляя на ней след в виде *одной* черной точки. Эта точка будет расположена в одном из тех мест пластинки, которое указывается волновой теорией. Суммарная же картина дифракции получается в результате того, что различные фотоны потока попадут в различные точки пластинки и в целом дадут привычную картину интерференции. Тот факт, что интерференционная картина не зависит от взаимодействия фотонов между собой, но определяется дифракцией фотона самого с собой, означает, что интенсивность пучка можно сколь угодно ослаблять, увеличивая соответственно время экспозиции. Под конец в приборе будет двигаться не множество фотонов, но отдельные фотоны поочередно. Равное их число дает одинаковую картину, независимо от того, двигались ли они вместе или проходили прибор поочередно. Экспериментально это было подтверждено весьма точными опытами венгерского физика Л. Яноши в 1958 г.

Все сказанное не создает еще достаточно наглядного представления о природе фотонов. Несмотря на многочисленные попытки, никому еще не удалось дать наглядную интерпретацию двойственной корпускулярно-волновой природы фотонов.

ГЛАВА XI

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

§ 39. Давление света. Опыты Лебедева

Двойственная природа излучения, рассмотренная в предыдущем параграфе, представляет не преодоленные до настоящего времени трудности в н а г л я д н о й интерпретации свойств излучения. С другой стороны, неразрывное единство волновых и корпускулярных свойств света позволяет глубже понять и истолковать ряд наблюдаемых явлений взаимодействия излучения с веществом. Рассмотрим в первую очередь с обеих точек зрения механическое действие света — давление, оказываемое им на встречные тела.

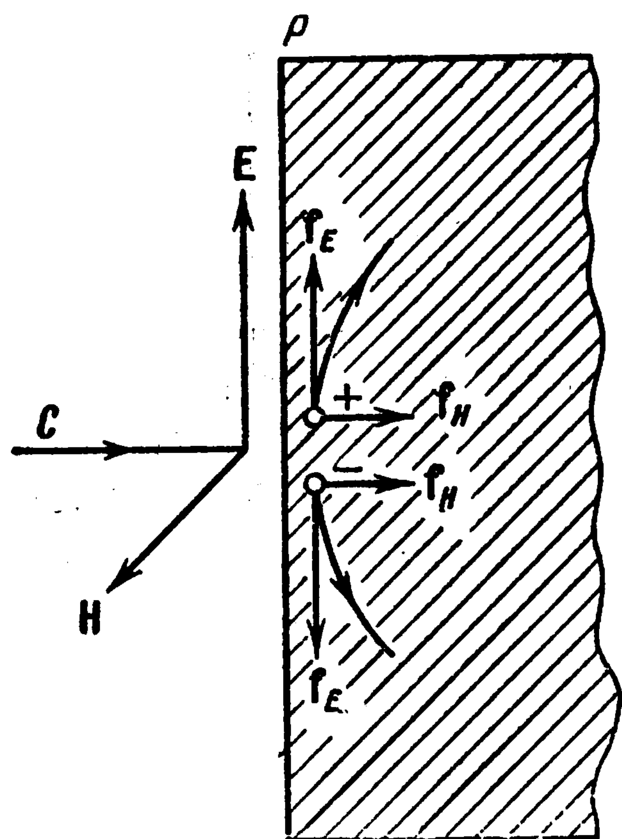


Рис. 1.158.

Максвелл, исходя из разработанной им теории электромагнетизма, впервые показал необходимость существования светового давления. Прямыми экспериментальными данными, подтверждавшими наличие такого давления, наука еще не располагала.

Качественно механизм давления света можно пояснить следующим образом. Пусть на плоскую поверхность P тела, сечение которого показано на рис. 1.158, падает перпендикулярно к ней электромагнитная волна. Векторы **E** и **H** лежат в плоскости P. Рассмотрим, как они будут воздействовать на электрические заряды, составляющие тело. Под действием силы $\mathbf{f}_E = q\mathbf{E}$ положительный заряд начнет смещаться вдоль поверхности по направлению **E**, а отрицательный — против. Такое смещение зарядов представляет собой поверхностный ток **j**, параллельный **E**. В телах со свободными зарядами (проводники) это будет ток про-

водимости, а в диэлектриках—поляризационный ток смещения. Магнитные силы $\mathbf{f}_H$, действующие на ток $\mathbf{j}$, будут по закону Ампера (т. II, § 31) направлены перпендикулярно к $\mathbf{j}$ и $\mathbf{H}$, т. е. внутрь тела. Независимо от их знака, заряды, расположенные на поверхности тела и связанные с его атомами, «вдавливаются» в тело. Ускорение и скорость $\mathbf{v}$ этих зарядов пропорциональны величине $\mathbf{E}$. Магнитные же силы пропорциональны $[\mathbf{v}\times\mathbf{H}]$, т. е., в конечном счете, произведению $[\mathbf{E}\times\mathbf{H}]$, а оно в свою очередь пропорционально плотности электромагнитной энергии падающей волны w. Точный расчет величины давления света p по теории Максвелла приводит к выражению

$$p=(1+\rho)\,w, \tag{39.1}$$

где ρ — коэффициент отражения от данной поверхности.

Для развития электромагнитной теории света было чрезвычайно важно получить прямое экспериментальное доказательство этого эффекта. Однако обнаружение его осложнялось целым рядом побочных явлений. Частичное поглощение падающего света приводит к нагреванию поверхности. Тепло в свою очередь передается молекулам окружающего газа, в силу чего их движение, а следовательно, и оказываемое ими давление возрастают, причем этот «радиометрический эффект» легко перекрывает искомое световое давление.

Впервые преодолеть все экспериментальные трудности сумел П. Н. Лебедев. Идея опыта заключалась в том, что свет направлялся на одно из крылышек легкой вертушки (рис. 1.159), причем ее поворот измерялся по отклонению зайчика, отбрасываемого маленьким, укрепленным на вертушке зеркальцем.

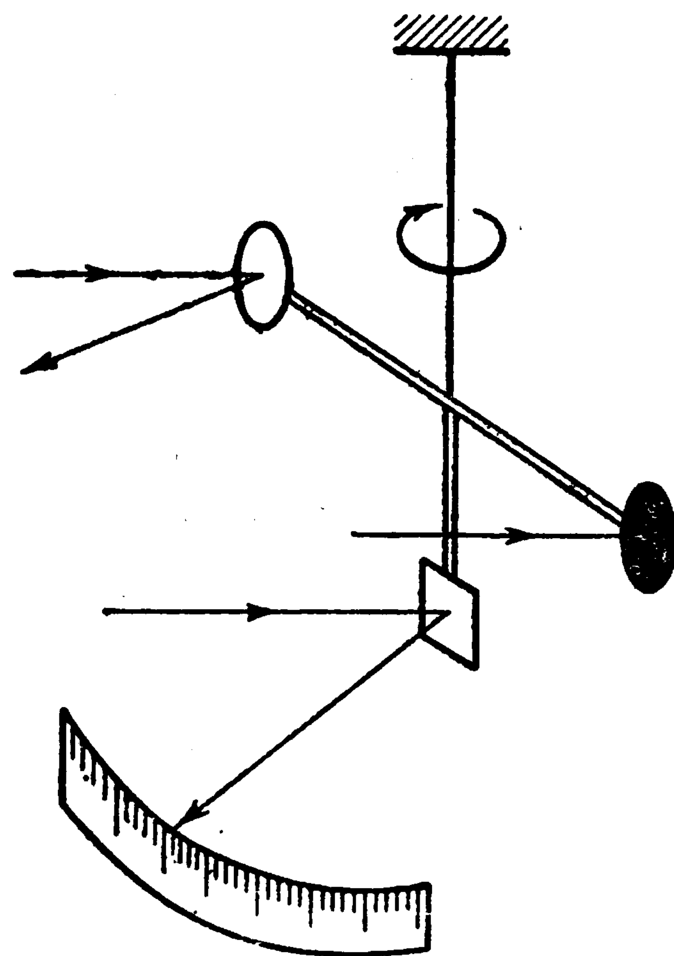


Рис. 1.159.

Использование очень тоненьких крылышек привело к тому, что температура на обеих их поверхностях была практически тождественная, что при малом давлении свело радиометрический эффект почти к нулю. Для зеркального крылышка $\rho\approx 1$, а для зачерненного $\rho\approx 0$. Результаты, полученные Лебедевым в 1900 г., совпали с теоретическим значением (39.1) с точностью до 20%, что не выходило за рамки погрешности опыта.

В 1907 г. Лебедеву удалось решить еще более сложную задачу — доказать наличие светового давления на газы и даже измерить его.

Величину светового давления проще подсчитать из квантовой теории. Пусть N — число летящих фотонов в единице объема падающего излучения, $m_ф$ — масса одного фотона, c — его скорость, $m_ф c$ — импульс. За время dt на площадку dS попадут все фотоны, находящиеся в цилиндре с площадью основания dS и высотой $c\,dt$, т. е. $Nc\,dt\,dS$ фотонов. Из них доля $\rho Nc\,dt\,dS$ отразится, а доля $(1-\rho)\,Nc\,dt\,dS$ поглотится поверхностью. Поглощенные фотоны будут передавать стенке количество движения $m_ф c$, а отраженные $2m_ф c$. Полное количество движения, переданное стенке, должно равняться импульсу сил давления за то же время, т. е.

$$2m_ф c\rho Nc\,dt\,dS + m_ф c\,(1-\rho)\,Nc\,dt\,dS = p\,dS\,dt.$$

Сокращая на $dt\,dS$, получим:

$$p = (1+\rho)\,Nm_ф c^2 = (1+\rho)\,Mc^2 = (1+\rho)\,w, \qquad (39.2)$$

где $M = Nm_ф$ есть масса единицы объема излучения, и мы использовали соотношение Эйнштейна между массой и энергией

$$w = Mc^2 \qquad (39.3)$$

для фотонов.

В качестве примера укажем, что солнечные лучи давят на черную пластинку ($\rho \approx 0$) с площадью в 1 $м^2$ при нормальном падении с силой, равной $4\cdot 10^{-6}$ *н*, причем поглощаемая пластинкой мощность составляет около 0,13 *вт*. Давление на зеркальную пластинку ($\rho \approx 1$) будет вдвое больше, поглощаемая мощность — практически нуль.

§ 40. Люминесценция

Нагретые тела светятся. При этом энергия теплового движения атомов и молекул переходит в энергию излучаемого света.

Наряду с подобным температурным лучеиспусканием наблюдается свечение тел, вызванное превращением других форм энергии в световую. Эти явления холодного свечения объединяются общим термином л ю м и н е с ц е н ц и я. В зависимости от источника энергии, возбуждающего свечение, различают х е м и л ю м и н е с ц е н ц и ю, э л е к т р о л ю м и н е с ц е н ц и ю и ф о т о л ю м и н е с ц е н ц и ю.

Изучая свечение фосфора, гнилых деревьев, светлячков, В. В. Петров доказал, что оно обусловлено медленным горением, окислением этих тел или их составных частей. При этом энергия химической реакции окисления частично превращается в световую — происходит хемилюминесценция.

В электрическом разряде энергия, накопленная ионами и электронами, движущимися в электрическом поле, при их соударениях может излучаться в виде света — происходит электролюминесценция.

При фотолюминесценции энергия поглощенного телом света затем вновь излучается в виде света обычно большей длины волны. Для многих веществ, главным образом жидкостей и газов, свечение прекращается практически почти одновременно с прекращением освещения. В других случаях, преимущественно для твердых тел, затухающее послесвечение имеет место в течение длительного времени (минуты, часы). Первый вид люминесценции называют флуоресценцией, а второй — фосфоресценцией.

При фотолюминесценции энергия поглощенного фотона $h\nu_0$ может частично растрачиваться на различные внутримолекулярные процессы и отдаваться соседним молекулам. Поэтому энергия испускаемого фотона $h\nu$ может оказаться меньше, чем $h\nu_0$, на величину энергии A, оставшуюся в веществе, т. е.

$$h\nu = h\nu_0 - A. \qquad (40.1)$$

Обычно

$$A > 0, \quad \text{т. е.} \quad \nu < \nu_0 \quad \text{и} \quad \lambda > \lambda_0$$

(так называемое правило Стокса, установленное в 1852 г.). С повышением температуры могут наблюдаться и обратные — антистоксовские — случаи ($\nu > \nu_0$ и $\lambda < \lambda_0$), как в явлении комбинационного рассеяния (см. § 37).

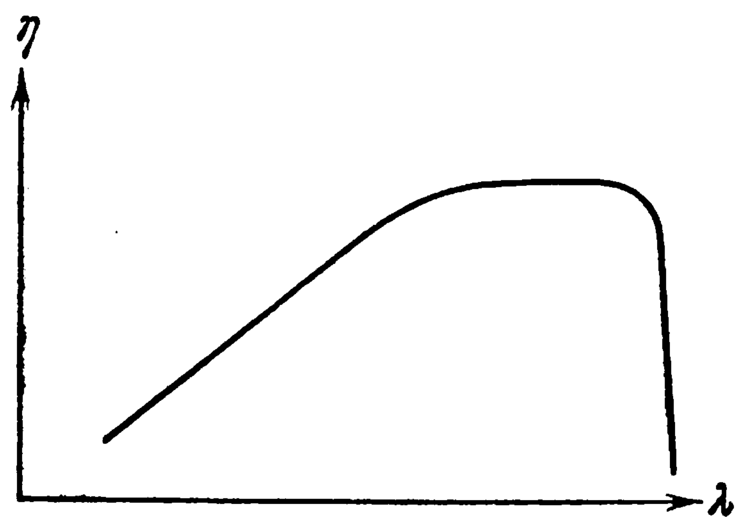


Рис. 1.160.

Широкое и тщательное изучение количественных закономерностей люминесценции было предпринято С. И. Вавиловым с сотрудниками. Поскольку не все поглощенные телом фотоны «высвечиваются» обратно, то отношение излучаемой энергии к энергии, поглощенной люминесцирующим веществом, принято называть выходом или коэффициентом полезного действия люминесценции. С. И. Вавилов установил, что энергетический выход люминесценции η сначала растет пропорционально длине волны возбуждающего света, в некотором интервале длин волн остается практически неизменным, а затем быстро падает, как это изображено на рис. 1.160.

Следует отметить, что кратковременное (флуоресценция) и длительное (фосфоресценция) послесвечение обусловлено процессами несколько различного типа.

При флуоресценции процессы «возбуждения» при поглощении света разыгрываются целиком внутри поглощающих молекул. Излучение возникает при переходе электрона, возбужденного падающим светом, обратно на нормальный энергетический уровень. Продолжительность послесвечения определяется продолжительностью существования возбужденных состояний молекулы. В отличие от комбинационного рассеяния, при флуоресценции молекул имеет место реальное поглощение фотона и между моментом поглощения и моментом испускания проходит некоторое, хотя, как правило, очень малое время. В случае же комбинационного рассеяния имеет место обмен энергий между молекулой и взаимодействующим с ней фотоном, причем этот обмен лишь условно можно трактовать как мгновенное поглощение — испускание.

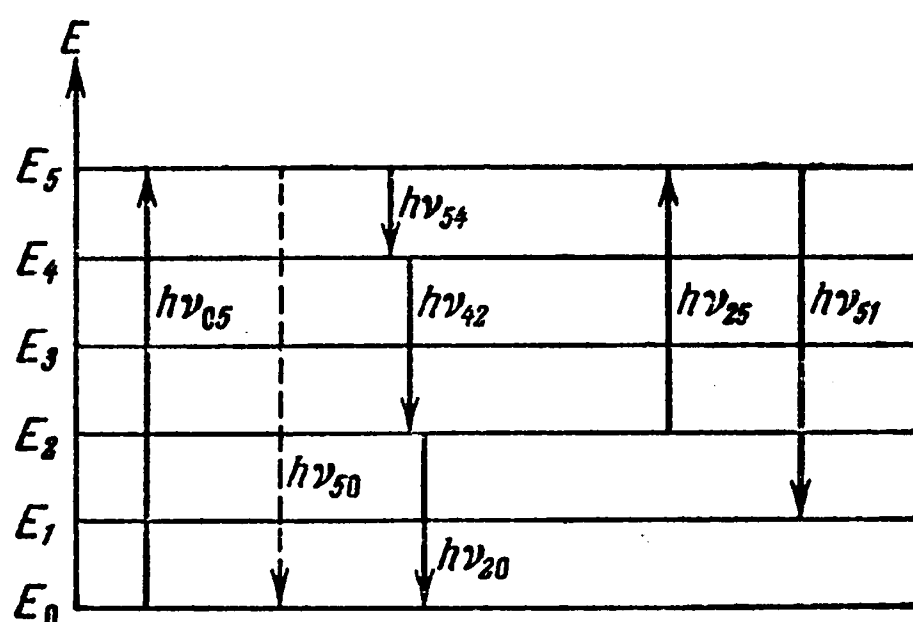


Рис. 1.161.

При флуоресценции энергия фотона, поглощаемого молекулой, должна быть в точности равна возможной разности ее энергетических уровней, в то время как при комбинационном рассеянии энергия исходного фотона произвольна. Рис. 1.161 поясняет механизм флуоресценции, показывая два маршрута переходов (сплошные и пунктирные стрелки) из ряда возможных. Фотон большой энергии $h\nu_{05}$ поглощается, переводя молекулу из исходного состояния с энергией E_0 в возбужденное состояние с энергией E_5. Обратный переход может идти прямо (пунктирная стрелка) или в виде каскадного процесса (сплошные стрелки), при котором могут испускаться различные кванты. Сумма энергий всех испущенных квантов будет равна энергии одного поглощенного.

Свечение флуоресцирующих веществ является свойством, присущим молекулам самого светящегося вещества, и мало зависит от внешних условий. Нагревание таких веществ приводит к возникновению некоторого количества термически возбужденных молекул и облегчает появление антистоксовских линий. Механизм возникновения таких линий показан на том же рисунке (переходы $h\nu_{25} \rightarrow h\nu_{51}$ или $h\nu_{50}$).

Изучение спектров флуоресценции молекул позволяет разбираться в их строении и свойствах так же, как и на основе анализа их собственных инфракрасных и комбинационных спектров.

Фотолюминесценцию жидкостей и газов можно наблюдать для ряда веществ без специальных приборов. Так, если пропускать лучи света через раствор некоторых красок (например, флуоресцина), керосин, растворы хинина и т. д., то след пучка света в растворе хорошо виден. Это происходит не в силу рассеяния света, а потому, что вещество, облучаемое проходящим светом, само начинает излучать. При такой флуоресценции состав испускаемого света даже на глаз отличается от состава света проходящего.

В фосфоресцирующих кристаллах, называемых фосфóрами, возбуждаемый поглощенным светом электрон нередко отделяется от центра свечения, т. е. от иона, атома или комплекса ионов, группирующихся около атома постороннего вещества, называемого **активатором**. Свечение возникает при возвращении на прежнее место отделившегося электрона или какого-либо другого электрона. Так как подвижность электрона в кристалле мала, то длительность возбужденного состояния может быть весьма значительна. Повышение температуры сильно сокращает это время.

Важной особенностью люминесценции является возможность наблюдения свечения при очень малых концентрациях ($<10^{-4}$ *кг/м*^{3}) и малом количестве вещества ($\sim 10^{-13}$ *кг*). Такая чрезвычайная чувствительность делает возможным применение люминесцентного анализа для решения многих важных практических задач в геологической разведке, например на нефть, при сортировке продукции, в палеонтологии, в криминалистической практике (исследования пятен крови, надписей невидимыми чернилами) и т. д.

Часто люминесцентный анализ удается применить, даже если интересующее нас соединение не люминесцирует. В этом случае подыскивается такой реактив, который, вступая в соединение с интересующим нас веществом, дает люминесцирующие продукты. Таким путем в пробах воздуха, взятых в стратосфере, было надежно определено относительное содержание озона, хотя общее его количество в пробе не превышало 10^{-7} *г*.

Люминесценция помогает фотографировать спектры невидимых ультрафиолетовых лучей. Трудность этой задачи состоит в том, что даже при наличии приборов со специальной кварцевой оптикой проходящие через нее ультрафиолетовые лучи поглощаются желатиной фотопластинки и не производят в эмульсии соответствующего действия. Затруднение устраняется тем, что фотопластинка смазывается тончайшим слоем сильно флуоресцирующего машинного масла. Эта пленка превращает ультрафиолетовые лучи в видимые, которые не поглощаются желатиной и оказывают фотографическое действие. На аналогичном принципе основано

действие ультрафиолетового микроскопа, описанного в § 15. Люминесцентные краски все шире проникают в театральную живопись, позволяя создавать очень интересные «самосветящиеся» (т. е. светящиеся под действием невидимых лучей) декорации и картины, а также в цветное кино и телевидение.

Широкое применение нашли светящиеся составы или люминофоры, в которых фосфоресценция обусловлена обязательным присутствием активатора. Составы временного действия высвечиваются после предварительного облучения ультрафиолетовым или видимым светом.

Различными светящимися составами покрываются шкалы, циферблаты, указатели приборов, предназначенных для ночного использования. «Заряжаясь» днем, такие фосфóры высвечиваются в течение всей ночи.

Светящиеся составы постоянного действия обычно содержат ничтожные количества радиоактивных препаратов (0,001—0,050 *мг* на 1 *г* состава), которые являются непрерывно действующими возбудителями свечения.

В быту широкое применение получают люминесцентные электролампы. В § 34 рассматривались недостатки раскаленных тел как источников света. Было показано, что при тепловом излучении энергия испускается в широком диапазоне частот, причем на видимую область приходится небольшая доля энергии. В результате в лучших лампах накаливания световая отдача составляет около 10 *лм/вт* и коэффициент их полезного действия не превышает 3%. Для увеличения к. п. д. целесообразно использовать источники излучения с избирательной («селективной») светоотдачей в видимой области спектра. Такой светоотдачей обладают многие газы, в частности ртутные пары. Однако испускаемый последними свет имеет линейчатый спектр, расположенный в основном в фиолетовой и ультрафиолетовой областях, очень отличающийся по своему физиологическому восприятию от привычного непрерывного спектра.

Для улучшения спектрального состава таких газосветных ламп используется следующий метод, предложенный в 1920 г. С. И. Вавиловым. На внутреннюю поверхность трубки, в которой под действием холодного разряда светятся ртутные пары, наносится специально подобранная смесь фосфóров. Подбираются они так, чтобы их фосфоресценция, вызываемая ультрафиолетовым излучением ртути, по своему составу дополняла излучение ртутных паров в видимой области спектра до состава, наиболее близкого к спектру дневного света. Таким образом, в этих лампах используется не только непосредственно отдаваемое излучение паров ртути в видимой области, но и ультрафиолетовое излучение, трансформируемое фосфóрами. Такие лампы, получившие название ламп дневного света, при спектральном составе излучения, весьма близком к составу дневного света, имеют к. п. д., приближающийся к 8—10%.

Кроме перечисленных выше типов люминесценции, следует указать еще на свечение тел под действием радиоактивных излучений. Огромная энергия, несомая α-частицей, вызывает интенсивную вспышку — сцинтилляцию — на экране из сернистого цинка. Сцинтилляционные счетчики из кристаллов антра-

цена, NaJ, TlJ и др. позволяют считать отдельные элементарные частицы. Сцинтилляции в этом случае усиливаются с помощью описанных в § 36 фотоумножителей и регистрируются электрическим путем.

§ 41. Фотохимические явления. Фотография

Поглощение фотонов молекулами вещества может привести в некоторых случаях и к химическим превращениям. Эйнштейн в 1905 г. указал, что при таких фотохимических превращениях вещества каждый поглощенный квант света вызывает превращение одной молекулы. Опыт подтвердил этот закон. Легко понять, что свет может вызвать такие превращения вещества, которые в обычных условиях требовали бы весьма высокой температуры. Действительно, комнатной температуре 290° K отвечает энергия поступательного движения молекул

$$\frac{3}{2}kT \approx 0{,}04 \text{ эв} = 6{,}4 \cdot 10^{-21} \text{ дж},$$

в то время как энергия фотона зеленого излучения ($\nu = 6 \cdot 10^{14}$ *гц*)

$$\varepsilon = h\nu \approx 2{,}5 \text{ эв} = 4 \cdot 10^{-19} \text{ дж}.$$

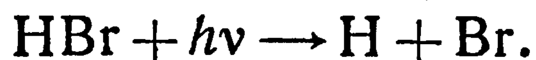
Таким образом, поглощение фотонов видимого излучения эквивалентно нагреванию до многих тысяч градусов. Понятно также, что чем меньше длина волны излучения, тем оно должно быть химически более активным.

Если для расщепления молекулы нужна энергия A, то для того, чтобы расщепление можно было произвести воздействием излучения, необходимо, чтобы энергия о д н о г о фотона была не меньше A.

Следовательно, наименьшая частота химически активного излучения ν_0 равна $\nu_0 = \frac{A}{h}$.

Излучение меньших частот будет химически неактивно.

Примером реакции такого типа является разложение бромистого водорода светом



$$HBr + h\nu \rightarrow H + Br.$$

Свободные атомы водорода и брома затем соединяются:

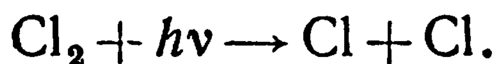


$$2H \rightarrow H_2; \quad 2Br \rightarrow Br_2.$$

Часто фотохимическое разложение молекул сопровождается вторичными реакциями. Примером реакций такого типа является реакция смеси водорода и хлора. Известно, что в темноте эти газы остаются механически смешанными, не вступают в химическое соединение. Мгновенная вспышка света приводит к бурной

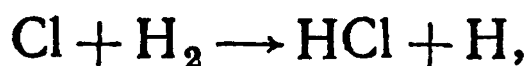
реакции — взрыву. Суть дела в том, что каждый поглощенный фотон приводит к реакции не одной молекулы, но длиннейшей последовательной цепочки превращений многих тысяч и даже миллионов молекул, служит началом «цепной реакции», как показано в работах Н. Н. Семенова.

Фоторасщепление начинает превращения:

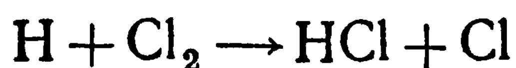


$$Cl_2 + h\nu \rightarrow Cl + Cl.$$

Далее каждый свободный атом хлора вызывает цепочку превращений:

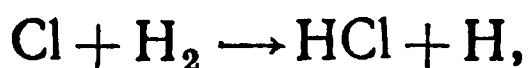


$$Cl + H_2 \rightarrow HCl + H,$$



$$H + Cl_2 \rightarrow HCl + Cl$$

и опять:



$$Cl + H_2 \rightarrow HCl + H,$$

. . . . и т. д.

Важным применением фотохимических превращений является фотография.

Процесс фотографирования широко известен. На фотографическую пластинку проектируется при помощи специальной оптики изображение предмета. После этого пластинку проявляют, закрепляют и получают негатив — изображение предметов с обратным по отношению к естественному распределением света и тени (на негативе светлые места предмета изображаются темными и наоборот). Повторение этого процесса (с другой оптикой, что несущественно) с переносом изображения на фотобумагу дает изображение с правильным распределением света и тени. В чем же сущность процессов, происходящих в пластинке (фотобумаге)?

В фоточувствительном слое пластинки содержатся соли серебра. Под действием света происходит фоторасщепление этих молекул, причем выделяются свободные атомы серебра. При правильной экспозиции (выдержке на свету) число выделившихся атомов серебра в данном элементе пластинки будет пропорционально ее освещенности.

Количество выделившегося при этом свободного серебра столь незначительно, что заметить его в обычных условиях совершенно невозможно: на квадратный сантиметр фотопластинки приходится всего несколько стомиллиардных долей грамма свободного серебра. Полученное на пластинке изображение называется «скрытым» или «латентным».

Проявление изображения состоит в том, что фотопластинка подвергается действию реактивов (они могут быть разные, и на их перечислении мы не останавливаемся), под влиянием которых происходит дальнейшее выделение свободного серебра из кристалликов его соли. Речь идет именно о *дальнейшем* выделении, так как оно происходит только там, где имеются уже атомы свободного серебра. Таким образом, выделившиеся в результате фоторасщепления атомы серебра начинают цепочку превращений, в результате которых выделяются уже заметные количества серебра — десятки миллионов атомов на исходный свободный атом Ag. В результате пластинка чернеет тем быстрее, чем больше в данном месте было свободных атомов Ag, т. е. чем интенсивнее был поток вызвавшего фоторасщепление света. После того как нужное почернение достигнуто, необходимо предохранить пластинку от последующих возможных изменений. Для этого ее промывают в растворе гипосульфита, в котором растворяются все не успевшие разложиться соли серебра. Этим

дальнейшие изменения в пластинке исключаются, изображение оказывается «закрепленным». Мы не будем здесь останавливаться на методах цветного фотографирования, отсылая интересующихся к специальной литературе.

Важнейшей для всего живущего на Земле является фотохимическая реакция образования *органических веществ из неорганических*. Эта реакция идет с помощью катализатора—хлорофилла в листьях растений при поглощении света. До сих пор эта сложная реакция не изучена в деталях и не может быть повторена в лабораторных условиях (т. е. без живых растений).

В заключение этого параграфа отметим, что зрение объясняется также особыми фотохимическими реакциями, происходящими в сетчатке глаза.

ЧАСТЬ II
ФИЗИКА АТОМОВ И МОЛЕКУЛ

ГЛАВА XII
МОДЕЛИ СТРОЕНИЯ АТОМА

§ 42. Атомные единицы энергии и массы

Прежде чем переходить к строению атома, остановимся на применяемых в атомной и ядерной физике единицах.

Ничтожно малые размеры и массы атомных систем делают целесообразным применение в атомной и ядерной физике, наряду с системой СИ, специальных, «практических» для данной области единиц измерения различных встречающихся величин.

В технике единицей измерения малых длин служит микрон (*мк*):

$$1\ мк = 10^{-3}\ мм = 10^{-4}\ см = 10^{-6}\ м.$$

Длины волн видимого света меньше микрона и для их измерения в оптике применялась единица в тысячу раз меньшая, называвшаяся миллимикрон или, по современной номенклатуре, нанометр (*нм*):

$$1\ нм = 10^{-3}\ мк = 10^{-9}\ м.$$

Радиусы атомов и длины волн рентгеновских лучей еще меньше и для их измерения применяется в десять раз меньшая единица — ангстрем (Å), которой пользуются и в оптике:

$$1Å = 10^{-8}\ см = 10^{-10}\ м.$$

Для измерения еще более коротких длин волн γ-лучей используется X (икс)-единица

$$1X = 10^{-3}Å = 10^{-13}\ м.$$

Наконец, для измерения размеров атомных ядер предложена еще меньшая единица

$$1\ фермий = 10^{-5}Å = 10^{-13}\ см = 10^{-15}\ м,$$

а в качестве единицы поперечного сечения

$$1\ барн = 10^{-24}\ см^2 = 10^{-28}\ м^2.$$

Электрически заряженные частицы, элементарные или сложные, имеют заряд, по величине равный или кратный заряду электрона. Им сообщается энергия путем ускорения в электрическом поле. Поэтому для измерения энергий заряженных (и незаряженных) частиц в атомной и ядерной физике применяется единица, носящая название электронвольт. 1 электронвольт (*эв*) есть *энергия, которую приобретает частица с зарядом, равным заряду электрона* ($e = 1{,}601 \cdot 10^{-19}$ *кул*), *при прохождении разности потенциалов* в 1 *в*:

$$1\ эв = 1{,}601 \cdot 10^{-19}\ к \cdot 1\ в = 1{,}601 \cdot 10^{-19}\ дж = 1{,}601 \cdot 10^{-12}\ эрг.$$

С помощью соответствующих приставок можно ввести производные от этой единицы:

$$1\ кэв = 10^3\ эв = 1{,}6 \cdot 10^{-16}\ дж,$$
$$1\ Мэв = 10^6\ эв = 1{,}6 \cdot 10^{-13}\ дж,$$
$$1\ Гэв\ (1\ Бэв) = 10^9\ эв = 1{,}6 \cdot 10^{-10}\ дж.$$

Посмотрим, числами какого порядка выражаются в этих единицах энергии различных микроскопических частиц.

Средняя энергия теплового движения атомов при $T = 300°$ K составляет

$$\varepsilon_T = \frac{3}{2} kT = \frac{3 \cdot 1{,}38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}{2 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}} \left[\frac{(дж/град) \cdot град}{дж/эв}\right] = 0{,}0388\ эв \approx 0{,}04\ эв.$$

Энергия фотона видимых лучей, например для длины волны $\lambda = 500\ нм = 5 \cdot 10^{-7}\ м$, соответствующей зеленой области спектра, составляет

$$\varepsilon_{зел} = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \frac{6{,}62 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{5 \cdot 10^{-7} \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}} \left[\frac{дж \cdot сек \cdot м/сек}{м \cdot дж/эв}\right] = 2{,}48\ эв.$$

Тепловые эффекты химических реакций составляют обычно 200 000—400 000 *кдж/кмоль*. При среднем значении $3 \cdot 10^8$ *дж/кмоль* энергия, выделяемая на одну реагирующую частицу, равна

$$\varepsilon_{хим} = \frac{3 \cdot 10^8}{6 \cdot 10^{26} \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}} \left[\frac{дж}{дж/эв}\right] \approx 3{,}5\ эв.$$

Фотон рентгеновских лучей с длиной волны $\lambda = 1 Å = 10^{-10}\ м$ обладает энергией

$$\varepsilon_ф = \frac{hc}{\lambda} = \frac{6{,}62 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{10^{-5} \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}} \left[\frac{дж \cdot сек \cdot м/сек}{м \cdot дж/эв}\right] = 12\,400\ эв = 12{,}4\ кэв.$$

Еще большей энергией порядка мегаэлектронвольт обладают фотоны γ-лучей, излучаемых радиоактивными веществами. На синхрофазотроне Объединенного института ядерных исследований в Дубне ядра водорода (протоны) ускоряются до энергий в 10 миллиардов электронвольт (10 *Гэв*). Наконец, приходящие на Землю частицы космических лучей имеют энергии, доходящие до 10^{18} *эв*.

В качестве атомной единицы массы (1 *аем*) естественно было бы выбрать массу самого легкого атома — водорода (H). Фактически удобнее оказалось в качестве эталона сравнения

выбрать атом кислорода и приписать ему массу, равную ровно 16,000... *аем*. Впоследствии выяснилось, что естественный кислород содержит небольшое количество тяжелых изотопов O^{17} и O^{18}. В химических расчетах оказалось тогда удобнее приписывать ровный атомный вес 16,000... естественной смеси изотопов и вводить

$$1 \text{ хим. } аем = \frac{1}{16} m_O.$$

В физических измерениях и расчетах более целесообразно приписать ровный атомный вес 16,000... лишь одному — более легкому изотопу O^{16}. Тогда

$$1 \text{ физ. } аем = 1 \; аем = \frac{1}{16} m_{O^{16}} = \frac{1}{16} \frac{16}{6{,}025 \cdot 10^{23}} \; г = 1{,}660 \cdot 10^{-24} \; г$$

и

$$1 \text{ хим. } аем = 1{,}00027 \text{ физ. } аем.$$

В физических единицах масса атома водорода составляет:

$$m_H = 1{,}00814 \; фаем.$$

Масса электрона равна:

$$m_{0e} = 5{,}488 \cdot 10^{-4} \; фаем.$$

При изучении новых микрочастиц — мезонов и гиперонов (см. ниже § 73) — m_{0e} используется в качестве удобной единицы измерения масс.

Для точного сопоставления и измерений масс спектроскопическими методами более удобной, чем кислородная, оказалась углеродная единица массы, узаконенная в настоящее время. В качестве основной унифицированной атомной единицы массы (*уаем*) выбрана одна двенадцатая массы изотопа углерода C^{12}:

$$1 \; уаем = \frac{1}{12} m_{C^{12}}.$$

Эта единица ближе к химической и ее введение практически не требует какого-либо пересчета табличных атомных весов элементов:

$$1 \; уаем = 1{,}000318 \; фаем = 1{,}000043 \; хаем.$$

Все эти единицы отличаются друг от друга в четвертом — пятом знаке после запятой. В нашем курсе такая точность излишняя и мы в дальнейшем всюду будем писать просто *аем*.

Соотношение Эйнштейна

$$\varepsilon = mc^2 \tag{42.1}$$

позволяет по известной энергии частицы ε рассчитать ее массу m и обратно. «Переводным множителем» при этом является квадрат скорости света:

$$c^2 = 9 \cdot 10^{16}\ (м/сек)^2 \quad \text{или} \quad (дж/кг).$$

Рассчитаем с помощью (42.1) величину «переводного множителя» от массы данной частицы к ее энергии в атомных единицах. Энергия частицы с массой в 1 *аем* будет равна:

$$\varepsilon_{аем} = \frac{1,660 \cdot 10^{-27} \cdot 9 \cdot 10^{16}}{1,601 \cdot 10^{-19}}\ эв = 9,315 \cdot 10^8\ эв = 931,5\ Мэв.$$

Пользуясь этим переводным множителем, рассчитаем массу кванта рентгеновского излучения, энергия которого составляет, например, 30 000 *эв* = 30 *кэв* = 0,03 *Мэв*:

$$m_{рентг} = \frac{0,03}{931}\left[\frac{Мэв}{Мэв/аем}\right] = 3,22 \cdot 10^{-5}\ аем.$$

Зная массу покоящегося электрона, можно определить его энергию покоя:

$$\varepsilon_{0e} = 5,488 \cdot 10^{-4} \cdot 931 \left[\frac{аем}{Мэв/аем}\right] = 0,511\ Мэв.$$

Импульс (количество движения) летящей частицы равен произведению ее массы m (с учетом зависимости последней от скорости) на скорость v. Запишем его в виде

$$p = mv = \frac{mcv}{c} = \frac{mc^2 \frac{v}{c}}{c}. \tag{42.2}$$

Числитель этого выражения представляет собой полную энергию частицы mc^2, умноженную на «безразмерную скорость» $\frac{v}{c}$, и имеет, следовательно, размерность энергии. Для сильно релятивистских частиц $\frac{v}{c} \to 1$ и этот числитель практически равен энергии. В качестве единицы скорости в атомных и ядерных процессах естественно выбрать скорость света c. Тогда единица измерения импульса будет

$$1\frac{эв}{c} = \frac{1,60 \cdot 10^{-19}}{3 \cdot 10^8}\left[\frac{дж}{м/сек}\right] = 5,33 \cdot 10^{-28}\ кг \cdot м/сек.$$

Фотон с энергией 30 *кэв* движется со скоростью c и обладает импульсом $p = 30$ *кэв/с*.

Частица с полной энергией 20 *Мэв*, движущаяся с относительной скоростью $\beta = \frac{v}{c} = 0,9$, обладает импульсом

$$p = \frac{\varepsilon\beta}{c} = \frac{20 \cdot 0,9}{c}\left[\frac{Мэв}{c}\right] = 18\ Мэв/с.$$

§ 43. Модели атомов Томсона и Резерфорда

В течение длительного времени, вплоть до конца XIX в., в науке господствовало убеждение, что мельчайшие частицы химически простых тел — атомы — являются неделимыми частицами материи, «кирпичиками мироздания». Движение материи понималось как механическое перемещение этих частиц. Изменение химического состава сложных веществ представлялось в виде взаимозамещения таких неизменных атомов, переходящих от одних соединений — молекул — к другим.

Такая картина строения материи — совокупности неизменных корпускул — «атомов», взаимодействующих при помощи сил, «действующих на расстоянии» (без материального носителя взаимодействия),— была механистической. Это — метафизическая картина, так как она основывалась на неизменности, косности, непревращаемости основных элементов материи — атомов, в которых ученые видели «последнюю сущность» материи. В правильности этой картины сомневался уже в прошлом веке Д. И. Менделеев, полагавший, что атомы являются сложными частицами материи, не делимыми лишь известными в то время химическими методами.

К концу XIX в. начали накапливаться сведения о свойствах атомов, указывавшие на сложную структуру последних.

Кинетическая теория газов связала величины коэффициентов переноса (диффузии, теплопроводности, внутреннего трения) с длиной свободного пробега и диаметром молекул. Измеряя эти коэффициенты на опыте, можно было оценить с помощью формул т. I, гл. VII, что диаметры молекул порядка 10^{-8} *см*$=1$ Å.

При электрическом разряде в газе были обнаружены и исследованы катодные лучи, представлявшие собой потоки отрицательно заряженных частиц, получивших название электронов. Было установлено, что электроны вырываются из атомов, которые при этом становятся положительно заряженными ионами. Измерения удельного заряда e/m электронов и ионов показали, что масса электрона в тысячи раз меньше массы атомов.

Таким образом, было установлено, что нейтральные атомы на самом деле являются сложными системами электрически заряженных частиц, причем во всех атомах имеются совершенно одинаковые по свойствам частицы вещества, несущие отрицательные электрические заряды — электроны. Положительный заряд оказался связанным с основной массой атома, но о распределении этого заряда внутри атома сведений не было.

Наличие внутри атомов электрических зарядов подтверждалось и тем, что атомы способны испускать и поглощать электро-

магнитные волны — свет — отдельных, характерных для каждого элемента частот. Подробные систематические исследования преимущественно швейцарских физиков (Бальмера, Лаймана и др.) показали, что атомы испускают линейчатые спектры, и различные испускаемые атомом частоты находятся между собой в определенных соотношениях.

Первая попытка создания на основе накопленных сведений «модели» атома, т. е. представления о его структуре, принадлежит Д. Д. Томсону (1910 г.). Томсон полагал, что атом представляет собой сферу, заполненную положительно заряженной материей, в которой «плавают» отрицательно заряженные корпускулы — электроны (рис. 2.1).

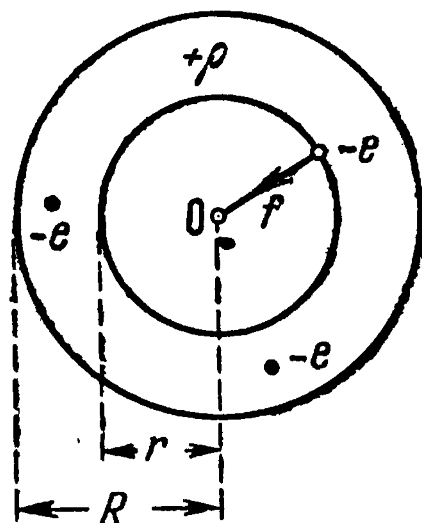


Рис. 2.1.

Рассмотрим сферу радиуса R, заполненную заряженным веществом с объемной плотностью заряда $+\rho$. На расстоянии r от центра находится электрон — точечный заряд $-e$. Разделим весь объем сферы на тонкие концентрические шаровые слои. Напряженность поля каждого такого слоя внутри него равна нулю, а снаружи такова, как если бы весь электрический заряд слоя был сконцентрирован в центре сферы (см. т. II, § 7). Таким образом, на электрон $-e$ будет действовать заряд $q(r)$, находящийся в сфере радиуса r, причем испытываемая им сила f будет такова, как если бы этот заряд находился в точке O. Имеем:

$$\left.\begin{aligned} q(r) &= \frac{4}{3}\pi r^3 \rho, \\ f &= \frac{-eq}{r^2} = -\frac{4}{3}\pi\rho r = -\varkappa r. \end{aligned}\right\} \qquad (43.1)$$

Таким образом, электрон будет двигаться под действием квазиупругой силы (если трение отсутствует), т. е. совершать гармонические колебания около точки O. При этом он должен испускать монохроматическое излучение с частотой $\omega = \sqrt{\frac{\varkappa}{m}}$, где m — масса электрона (см. т. I, § 51 и т. II, § 53). Этим путем Томсон пытался объяснить линейчатый спектр атомов. Однако получить таким образом линейчатый спектр, а не одну линию, невозможно. Эта модель не могла также объяснить таблицы Менделеева — периодичности свойств атомов. Таким образом, было очевидно, что модель Томсона неудовлетворительна. Вопрос о структуре атомов оставался открытым. Требовались новые идеи и эксперименты. Особенно существенными в этом смысле оказались опыты по рассеянию α-частиц в веществе.

В 1909 г. прямыми опытами было доказано (см. § 57), что α-частицы, возникающие при радиоактивных превращениях, представляют собой дважды ионизованные атомы гелия. При прохождении быстрых α-частиц в веществе большая часть их испытывает лишь небольшие отклонения, на углы в 2—3°. Однако незначительная часть, порядка 0,01%, отклоняется весьма сильно на углы, достигающие почти 180°. Преимущество α-частиц перед другими видами излучения — в их высокой монохроматичности (все α-частицы, вылетающие из атомов данного сорта, имеют практически одну и ту же скорость) и в их большой массе (масса α-частицы превышает массу электрона в 7296 раз). Последнее обстоятельство имеет особое значение в том смысле, что α-частицы не могут отклоняться при столкновениях с электронами, содержащимися в атомах, и по их рассеянию в веществе можно судить о распределении положительно заряженной материи в атоме, масса которой практически совпадает с массой всего атома.

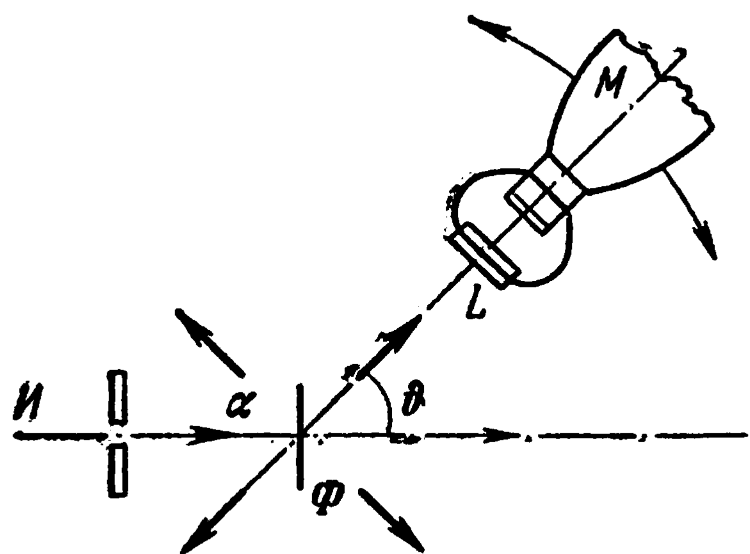


Рис. 2.2.

Особенно интересными оказались опыты сотрудников Резерфорда — Гейгера и Марсдена, исследовавших рассеяние α-частиц в тончайшей металлической фольге. Толщина фольги *Ф* (золотой, платиновой, медной, серебряной) (рис. 2.2) составляла примерно 0,0004 *см* — десятки тысяч атомных слоев. Выделенный тонкий пучок α-частиц от источника *И* рассеивался. После прохождения фольги рассеянные α-частицы регистрировались по сцинтилляциям. При этом маленький экран, покрытый флуоресцирующим веществом *L*, на котором наблюдались вспышки света — сцинтилляции, укреплялся неподвижно на объективе длиннофокусного микроскопа *М* с малым увеличением, с помощью которого велись наблюдения. Микроскоп поворачивался, для того чтобы можно было определить количество частиц, рассеянных под разными углами к направлению первичного пучка.

Как уже указывалось, подавляющая часть α-частиц отклонялась после прохождения фольги лишь на небольшой угол ϑ. На угол, превышающий 90°, рассеивалась примерно одна из $2\cdot10^4$ частиц. Некоторые, весьма немногие, частицы отклонялись почти на 180°.

Для того чтобы сделать правильные заключения из этих опытов, следовало, во-первых, выяснить, является ли рассеяние на большие углы результатом многократных столкновений α-частиц

с атомами преграды или это результат однократного столкновения. Теоретическое исследование показало, что наблюдаемые большие отклонения не могут происходить в результате многократных отклонений на небольшие углы. Анализируя эти результаты, Резерфорд пришел к заключению, что отклонение на большой угол происходит в результате **однократного** взаимодействия α-частицы с положительным зарядом, связанным с большой массой, и, что очень существенно, заключенной в объеме, очень малом по сравнению с объемом атома.

В первом приближении отклонение α-частицы можно описать как результат ее электрического отталкивания от неподвижного (в этом и состоит приближение) положительного заряда, мимо которого пролетает α-частица. Угол отклонения ϑ тем больше, чем меньше величина p (рис. 2.3), называемая «параметром удара». Если обозначить величину положительного заряда ядра через Ze (e — заряд электрона), то заряд α-частицы будет равен $2e$. Обозначим далее массу α-частицы через M, скорость ее через v, число рассеивающих зарядов, приходящихся на 1 $см^2$ рассеивающей поверхности (т. е. число атомов), через n.

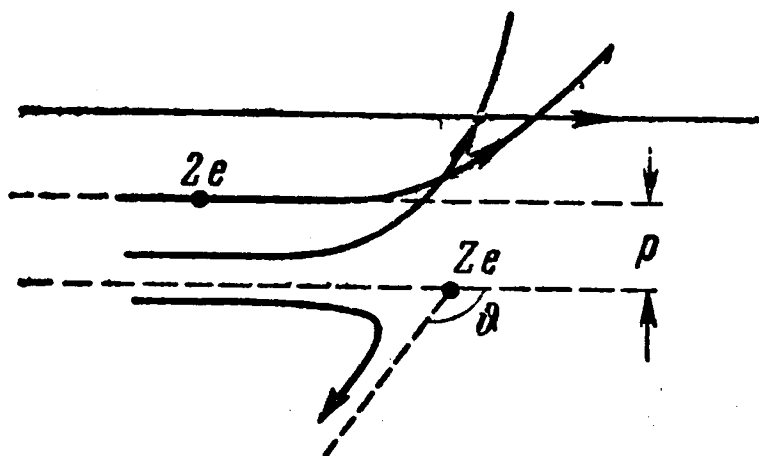


Рис. 2.3.

Законы динамики позволяют рассчитать зависимость угла отклонения ϑ от параметра удара p, а методами теории вероятностей можно найти вероятность пролетания α-частицы на данном расстоянии p от ядра и тем самым вероятность ее отклонения на данный угол ϑ. Этот расчет показывает, что из общего числа рассеянных α-частиц N в телесном угле $d\Omega$, составляющем угол ϑ с исходным направлением их движения, рассеется частиц

$$dN = nN\left(\frac{Ze2e}{mv^2}\right)^2 \frac{d\Omega}{4\sin^4\frac{\vartheta}{2}}. \tag{43.2}$$

Таким образом, согласно формуле (43.2), полученной Резерфордом для данного опыта,

$$\frac{dN}{d\Omega}\sin^4\frac{\vartheta}{2} = \text{const}. \tag{43.3}$$

Эта закономерность была проверена для различных материалов, толщин листков и скоростей α-частиц, причем во всех случаях применения тяжелых металлов (когда предположение о неподвижности ядра, испытавшего отдачу, допустимо) получилось хорошее согласие с опытом. Так, при изменении $\sin^4\frac{\vartheta}{2}$ примерно в 3500 раз произведение $\frac{dN}{d\Omega}\sin^4\frac{\vartheta}{2}$ меняется в пределах 30%. Это доказывает правильность сделанного предположения: рассеяние α-частиц в веществе есть результат их отклонения от тяжелых, положительно заряженных частиц. Дальнейшие опыты показали, что закон Кулона остается верным вплоть до расстояний между центрами α-частицы и рассеивающей частицы, по порядку величины равных 10^{-12} $см$. Это означает, что тяжелые положительно заряженные массы в атоме занимают ничтожный объем.

Исходя из этого, Резерфорд предложил «ядерную» модель атома. В центре атома находится положительно заряженное «ядро», масса которого почти равна массе атома. Вокруг ядра под действием электрических сил движутся легкие электроны. Так как кулоновские силы убывают с расстоянием по тому же закону, что и силы ньютоновского тяготения $\left(\text{как } \frac{1}{r^2}\right)$, то атом, по представлениям Резерфорда, подобен солнечной системе («Солнце» — ядро, «планеты» — электроны).

Так как атомы нейтральны, то при заряде ядра Ze вокруг ядра должно двигаться Z электронов.

Формула (43.2) позволяет по результатам рассеяния α-частиц определить заряд ядра. Таким путем для меди (атомный номер 29) было получено $Z = 29,3$, для платины (атомный номер 77)—77,4, серебра (атомный номер 47) — 46,3. По смыслу Z может быть только целой величиной, дробные значения — результат неточности опыта. Приведенный результат, как и другие, аналогичные, показывает, что число элементарных положительных зарядов, сосредоточенных в ядре атома, равно атомному номеру соответствующего элемента в таблице Менделеева. Этой величине равно и число электронов, вращающихся вокруг ядра. Приведенный результат, подтвержденный в дальнейшем самыми различными и очень точными методами, верен для всех элементов таблицы Менделеева без исключений.

При исследовании рассеяния α-частиц атомами с небольшими атомными номерами, т. е. малыми зарядами ядер, рассеяние на большие углы уже не описывается формулой Резерфорда. Анализ показал, что при приближении α-частиц к ядрам на расстояние порядка 10^{-12} *см* и меньше между ядром и α-частицей начинают действовать очень большие силы притяжения. Вопрос о природе этих сил мы рассмотрим ниже (§ 62).

Модель Резерфорда явилась существенным шагом вперед, поскольку она представляла атом как динамическую систему движущихся электрических зарядов. Для электрона, движущегося по определенной орбите вокруг ядра, так же как и для планеты, вращающейся вокруг Солнца, имеет место второй закон Ньютона: произведение массы на центростремительное ускорение равно силе (кулоновского) притяжения, т. е.

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{Ze \cdot e}{r^2}, \tag{43.4}$$

где r — радиус орбиты, а v — скорость электрона на этой орбите. Однако и эта модель в таком виде, как ее предложил Резерфорд, не являлась удовлетворительной.

Во-первых, уравнение (43.4) содержит два неизвестных: v и r — и ему отвечает бесчисленное множество возможных орбит на различных расстояниях от ядра. Любому значению r соответствует вполне определенная скорость v и энергия E электрона на данной орбите. Величины r, v и E могут меняться н е п р е р ы в н о и при переходе с одной орбиты на другую может испускаться любая, а не вполне определенная порция энергии. Согласно этой

модели, спектры атомов должны были бы быть не линейчатыми, а непрерывными.

Во-вторых, являясь, согласно (43.4), механически устойчивой, модель Резерфорда оказалась неустойчивой с точки зрения законов классической электродинамики. Электроны-корпускулы (крупинки вещества), несущие отрицательные заряды, движущиеся по круговым орбитам, обладают нормальным ускорением

$$w_{\text{н}} = \frac{v^2}{r}.$$

При радиусе орбиты $r = 10^{-8}$ *см* из (43.4) можно оценить скорость электрона $v \sim 10^8$ *см/сек*, частоту обращения

$$\nu = \frac{v}{2\pi r} \sim 10^{15} \text{ сек}^{-1}$$

и ускорение $\frac{v^2}{r} \sim 10^{24}$ *см/сек*^{2}. При таких огромных ускорениях электроны должны интенсивно излучать электромагнитные волны. Их энергия будет быстро уменьшаться, вследствие чего они должны непрерывно приближаться к ядру. Атом — «солнечная система» Резерфорда не может существовать дольше миллионных долей секунды.

§ 44. Постулаты Бора

Первая попытка разобраться в особенностях, свойственных атомам, была сделана известным датским физиком Н. Бором. Бор указал на некоторые закономерности, которые должны иметь место, коль скоро атомы оказываются устойчивыми, и которые позволяют вычислить спектр простейшего, водородного атома (а также одноэлектронных ионов $\overset{+}{\text{He}}$, $\overset{++}{\text{Li}}$ и др.).

Бор исходил из того опытного факта, что элементарные излучатели — атомы — отдают излучение в виде порций:

$$\varepsilon = h\nu, \tag{44.1}$$

причем набор возможных значений ε_i (или ν_i) образует не непрерывную последовательность, но дискретный ряд.

Отсюда Бор сделал вывод, что энергия атомов не может меняться непрерывно. Возможные состояния атома образуют д и с к р е т н у ю последовательность, и энергии атома в этих состояниях образуют дискретный ряд

$$E_1,\ E_2,\ \ldots,\ E_n,\ \ldots \tag{44.2}$$

Находясь в одном из таких, по терминологии Бора — «разрешенных», состояний, атом не испускает и не поглощает излучения, его энергия не меняется. Изменение состояния (и энергии) атома

может происходить лишь в виде скачка — от одного возможного состояния к другому.

Первый постулат Бора устанавливает связь между возможными значениями энергии атома и частотами испускаемого (поглощаемого) им излучения.

Излучение испускается (поглощается) при переходе атома из одного разрешенного состояния в другое, причем частота излучения определяется соотношением

$$h\nu_{ik} = E_k - E_i. \tag{44.3}$$

Второй постулат представляет собой правило для нахождения энергий разрешенных состояний атома применительно к модели Резерфорда. Принимая для простейшего — одноэлектронного — атома водорода круговые орбиты, Бор полагает, что на разрешенных орбитах момент количества движения электрона mvr должен быть равен целому числу $h/2\pi$. Вводя общепринятое ныне обозначение

$$\frac{h}{2\pi} \equiv \hbar = 1{,}054 \cdot 10^{-27}\ \textit{эрг} \cdot \textit{сек} = 6{,}583 \cdot 10^{-16}\ \textit{эв} \cdot \textit{сек}, \tag{44.4}$$

можем записать второй постулат Бора следующим образом:

$$mvr = n\hbar \qquad (n = 1, 2, 3, \ldots). \tag{44.5}$$

Если принять эти постулаты, то линейчатый спектр атомарного водорода может быть вычислен и полученные результаты совпадут с опытными с большой степенью точности (см. ниже). Сейчас же отметим, что постулаты Бора находятся в противоречии с классической механикой и электродинамикой. Правда, если принять, что электрон представляет собой отрицательно заряженную корпускулу, то движение по круговой орбите происходит в соответствии с законами классической механики.

Но классическая механика разрешает непрерывную последовательность орбит, и исключение большинства из них с сохранением только тех, которые удовлетворяют условию (44.5), не может быть объяснено в ее рамках. Возможность устойчивого движения заряженной корпускулы по круговой орбите (т. е. с ускорением, но без излучения) исключается законами электродинамики (см. конец § 43).

Таким образом, постулаты Бора несовместимы с классической физикой. Если они отвечают действительному положению вещей, то это значит, что классические законы физики ограничены в своей применимости. Следует искать новые законы природы, правильно описывающие свойства мельчайших частиц вещества.

В этом плане было очень важно выяснить, не обусловлен ли характер излучателя свойствами самого излучения. Необходимо

было установить правильность основного положения Бора — дискретности возможных значений энергии атомов.

Дискретность значений энергии атома была доказана в 1913 г. прямыми опытами Д. Франка и Г. Герца. Идея этих опытов заключается в следующем. При абсолютно упругих столкновениях внутренняя энергия частиц не меняется. Кинетическая энергия сталкивающихся частиц остается такой же, какой она была до столкновения (импульс сохраняется при любых столкновениях).

Столкновение атомов с другими частицами, в том числе электронами, может быть и неупругим. Так, при столкновении электрона с атомом внутренняя энергия атома может увеличиться за счет кинетической энергии сталкивающихся частиц. Относительная скорость частиц после столкновения станет меньше, чем до него. Такие удары принято называть ударами первого рода. Может иметь место и обратное явление. Это происходит, если внутренняя энергия атома до удара не является минимально возможной для него, т. е. если атом возбужден. При столкновении с электроном такой атом может не только сохранить или увеличить свою внутреннюю энергию (упругий удар, соответственно удар первого рода), но и уменьшить ее. Относительная скорость, суммарная кинетическая энергия частиц после удара будут больше, чем до удара, но внутренняя энергия атома уменьшится. Такие удары называются ударами второго рода.

Представим себе одноатомный газ, атомы которого могут находиться на следующих энергетических уровнях: E_1 (наинизший), E_2, E_3, ... Энергия теплового движения мала и недостаточна для возбуждения атомов:

$$\frac{3}{2}kT \ll E_2 - E_1, \tag{44.6}$$

так что атомы находятся в невозбужденном состоянии, с энергией E_1.

В газ впускается пучок электронов, каждый из которых обладает энергией ε, одинаковой для всех электронов пучка. Если

$$\varepsilon < E_2 - E_1, \tag{44.7}$$

то при столкновениях электронов с атомами удары как первого, так и второго рода исключаются, так как при ударе электрона атом не может менять своего состояния.

В силу того, что масса атома превышает массу электрона в тысячи раз, при упругом соударении электрона с атомом скорость атома практически не меняется и кинетическая энергия электрона также остается неизменной. Меняется лишь направление движения электрона.

Таким образом, *если энергетический спектр атомов дискретен, то при энергии электронов* $\varepsilon < E_2 - E_1$ *соударения электронов с атомами могут изменить лишь направление движения электронов, но не их энергию.*

Будем теперь постепенно увеличивать кинетическую энергию электронов ε.

Как только величина ε превысит $E_2 - E_1$, станут возможны удары первого рода. При этом кинетическая энергия атома практически меняться не будет, а внутренняя возрастет на величину $E_2 - E_1$. Энергия электрона уменьшится на эту же величину и станет равной ε', где

$$\varepsilon' = \varepsilon - (E_2 - E_1). \qquad (44.8)$$

Конечно, не всякий удар должен быть ударом первого рода. Некоторые электроны при столкновениях с атомами рассеются упруго, сохранив свою энергию, но часть их испытает и неупругое столкновение. Если $\varepsilon < 2(E_2 - E_1)$, дальнейшая потеря энергии электронами уже невозможна. Если же $\varepsilon > 2(E_2 - E_1)$, то электрон может испытать два неупругих соударения и т. д. *).

Подчеркнем, что если бы атом обладал свойствами томсоновской модели, то он мог бы принимать любые порции энергии, в том числе и сколь угодно малые. Удары первого рода имели бы место при любых энергиях электронов. Никаких «ступенек» в отдаче энергии в зависимости от величины ε не наблюдалось бы. Какую же картину подтверждает опыт? На рис. 2.4 показана схема опыта.

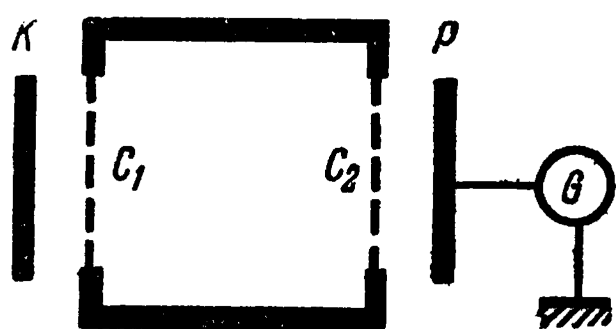


Рис. 2.4.

Электроны, эмитируемые раскаленным катодом K, ускоряются между K и сеткой C_1. Дальше в пространстве между C_1 и C_2 электрическое поле отсутствует и электроны движутся, испытывая соударения с атомами ртути, парами которой (при давлении ~ 1 *мм* рт. ст.) наполнен объем. Часть электронов диффундирует сквозь сетку C_2 и, преодолевая малый задерживающий потенциал ($\sim 0,5$ *в*), попадает на пластинку P, соединенную через гальванометр с землей. На рис. 2.5 дан график зависимости тока в приборе как функции начальной энергии электронов ε, выраженной в электронвольтах. Резкие спады кривой тока отвечают энергии электронов, кратной 4,9 *эв*, что составляет как раз энергию возбуждения $(E_2 - E_1)$ атомов ртути. В дальнейшем улучшенная методика позволила определить три первые энергетические сту-

*) При этом возможны и возбуждения атомов на более высокие уровни. Это качественно не меняет картины, так как они гораздо более близкие, чем уровни E_2 и E_1 (см. § 49).

пеньки атомов гелия: $E_2-E_1=21{,}2$ *эв*, $E_3-E_2=1{,}6$ *эв*, $E_4-E_3=0{,}8$ *эв*.

Боровская концепция дискретных энергетических уровней атома, таким образом, подтверждается. С ее помощью можно объяснить известную закономерность в спектрах некоторых атомов, например водорода, формулируемую обычно в виде «комбинационного принципа» Ритца.

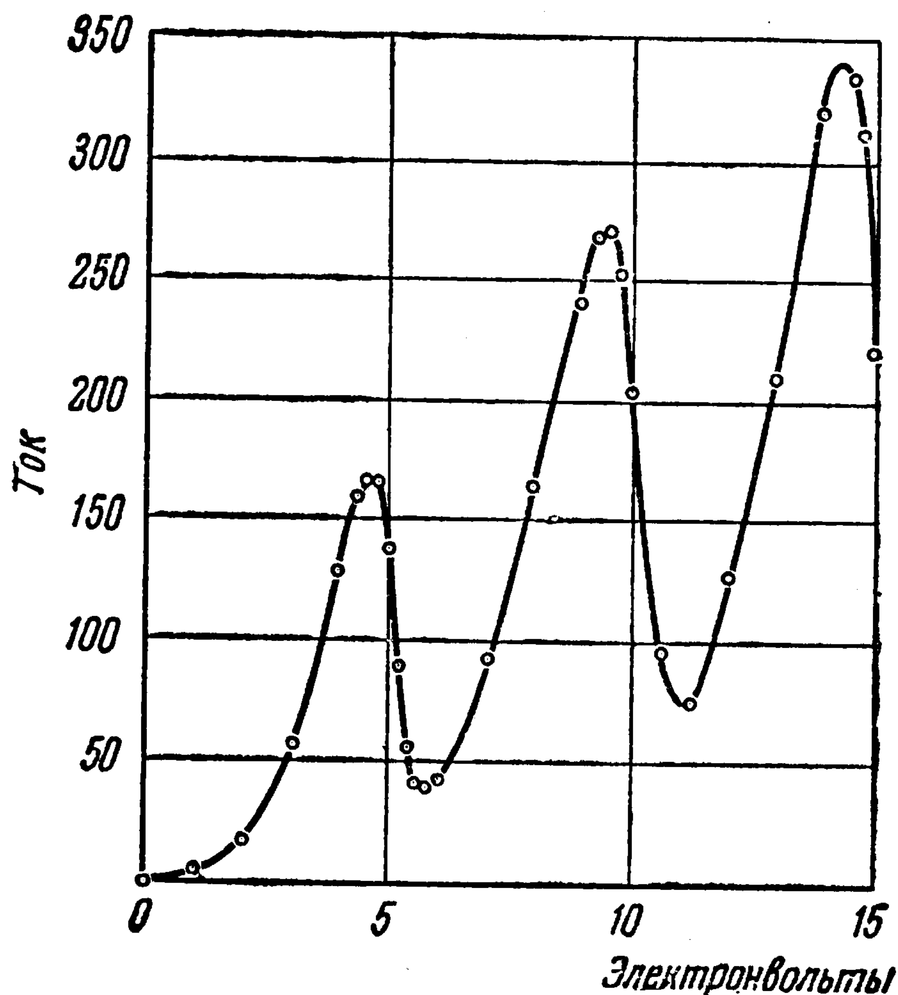


Рис. 2.5.

Рассмотрим график энергетических уровней электронов в атоме водорода (рис. 2.6). Согласно принятой терминологии, частóты излучения, возникающего при переходе электрона на основной, невозбужденный уровень E_1 с других, более высоких, образуют первую серию частот в спектре испускания. Все возможные переходы на следующий уровень E_2 порождают вторую серию, на E_3— третью серию и т. д. Отметим у частоты ν первым индексом номер серии, вторым — номер уровня, с которого совершил переход электрон при испускании фотона данной частоты. Так, для частоты первой серии, возникшей при переходе $E_5 \to E_1$, имеем:

$$h\nu_{1,5}=E_5-E_1,$$

для фотона третьей серии, возникшей при переходе $E_6 \to E_3$, имеем:

$$h\nu_{3,6}=E_6-E_3$$

и т. д. В общем виде:

$$h\nu_{n,k}=E_k-E_n. \tag{44.9}$$

Выпишем значения всех частот первой серии:

$$\nu_{1,2}=\frac{E_2-E_1}{h},\quad \nu_{1,3}=\frac{E_3-E_1}{h},\quad \ldots,\quad \nu_{1,k}=\frac{E_k-E_1}{h},\quad \ldots \tag{44.10}$$

Возьмем теперь разность любых двух частот этого ряда, вычтя из большей меньшую. Это значит, что при $k>n$ имеем:

$$\nu_{1,k}-\nu_{1,n}=\frac{E_k-E_1}{h}-\frac{E_n-E_1}{h}=\frac{E_k-E_n}{h}=\nu_{n,k}. \tag{44.11}$$

Таким образом, разность двух частот первой серии дает частоту одной из последующих серий. Легко видеть, что, вычитая из $\nu_{1,2}$ последовательно $\nu_{1,3}$, $\nu_{1,4}$, ..., получаем частоты второй серии; вычитая из $\nu_{1,3}$ частоты $\nu_{1,4}$, $\nu_{1,5}$, ..., получаем третью серию и т. д. Таким же образом разности частот, скажем, третьей серии дадут частоты последующих: четвертой, пятой и других серий и т. д., что и составляет комбинационный принцип Ритца.

Таким образом, постулаты Бора позволяют истолковать важные закономерности простейшего водородного спектра. Однако постулаты Бора не позволяют трактовать спектры и вообще свойства сложных, многоэлектронных атомов.

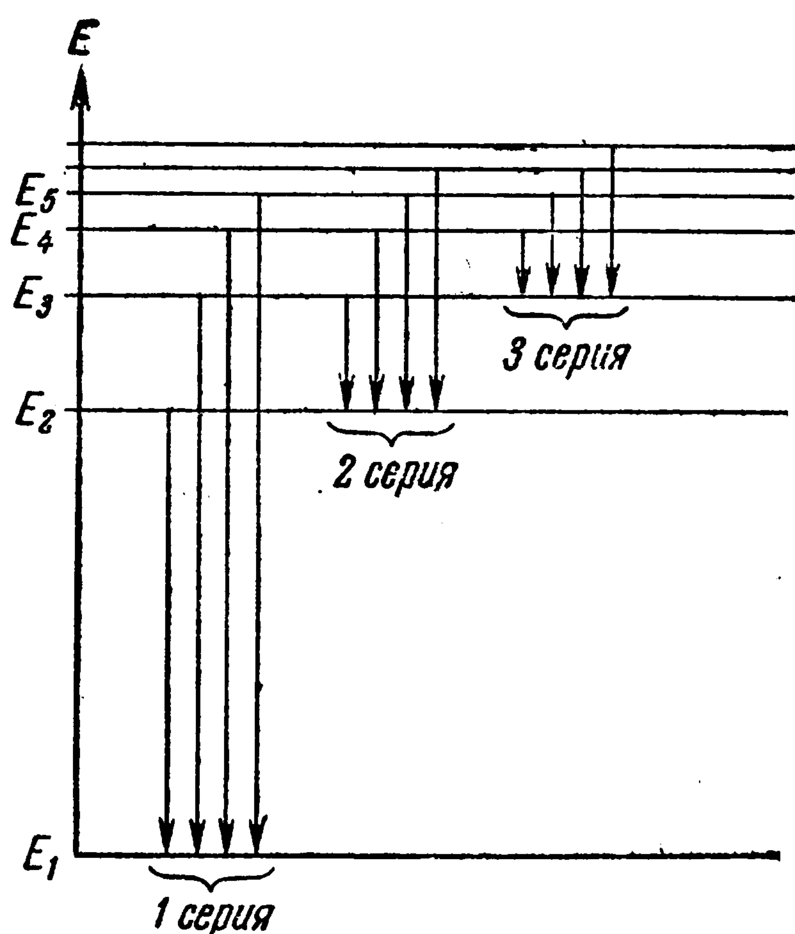


Рис. 2.6.

Остается открытым вопрос о том, по каким причинам совершается переход с удаленных орбит на близкие, и в каком порядке он происходит (например, в атоме водорода возможны переходы прямо с орбиты 4 на 1, а также «по ступенькам», 4→2, затем 2→1; 4→3, 3→1 и, наконец, 4→3, 3→2, 2→1). Различным вариантам переходов отвечают определенные фотоны, и в спектрах они наблюдаются. Однако интенсивность их разная, следовательно, одних фотонов испускается больше, соответствующие переходы предпочтительнее. Почему? Этот вопрос также остается без ответа.

Тем не менее постулаты Бора сыграли большую роль в истории развития науки об атоме. Они показывали неправильность распространения законов природы, открытых и подтвержденных опытом для больших тел, на малые тела — атомные системы, ограниченность старых представлений и законов.

Этот естественный процесс развития научных представлений об атомах был расценен некоторыми метафизически мыслившими учеными как крах науки. К такому заключению пришел создатель электронной теории Лоренц, потому что он абсолютизировал законы электродинамики и представление об электроне как о движущейся точечной заряженной частице.

Познание есть бесконечный процесс, в котором каждый шаг дает все более точное отражение объективной реальности, но ни

один из достигнутых этапов не может быть абсолютно полным ее отражением. В. И. Ленин писал:

«Новая физика свихнулась в идеализм, главным образом, именно потому, что физики не знали диалектики. Они боролись с метафизическим (в энгельсовском, а не в позитивистском, т. е. юмистском, смысле этого слова) материализмом, с его односторонней «механичностью»,— и при этом выплескивали из ванны вместе с водой и ребенка. Отрицая неизменность известных до тех пор элементов и свойств материи, они скатывались к отрицанию материи, то есть объективной реальности физического мира. Отрицая абсолютный характер важнейших и основных законов, они скатывались к отрицанию всякой объективной закономерности в природе, к объявлению закона природы простой условностью, «ограничением ожидания», «логической необходимостью» и т. п. Настаивая на приблизительном, относительном характере наших знаний, они скатывались к отрицанию независимого от познания объекта, приблизительно-верно, относительно-правильно отражаемого этим познанием. И т. д., и т. д. без конца» *).

Дальнейший прогресс в понимании природы микрочастиц связан с именем французского теоретика Луи де Бройля.

*) В. И. Ленин, Материализм и эмпириокритицизм, стр. 244—245, Госполитиздат, 1948.

ГЛАВА XIII

ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

§ 45. Дифракция электронов. Волны де Бройля

Затруднения с созданием модели строения атома, объясняющей все его наблюдаемые свойства, не могли быть преодолены в течение примерно 10 лет. Прямые опыты Резерфорда и его сотрудников доказали «ажурное» строение атома. Положительный заряд и основная масса атома сосредоточены в его ядре диаметром порядка 10^{-12}—10^{-13} *см*. Сравнительно легкие отрицательно заряженные электроны заполняют основной объем атома диаметром порядка 10^{-8} *см*. Можно доказать в общем случае («теорема Ирншоу»; см. т. II, § 13), что статическая система электрических зарядов (при отсутствии неэлектрических сил!) не может быть устойчивой. Атом, как система разноименно электрически заряженных частиц, может быть устойчив только при условии, что эти заряды движутся друг относительно друга. Однако заряд, движущийся по замкнутой криволинейной траектории, имеет нормальное ускорение и, как всякий ускоренный заряд, должен непрерывно терять свою энергию, испуская электромагнитные волны. Теряя энергию, электрон должен непрерывно приближаться к ядру, т. е. такая система в принципе не может находиться в стационарном состоянии. Опыт же показывает, что атом является весьма устойчивой системой.

Изложенные обстоятельства приводили к выводу, что электроны в атомах движутся по законам, отличным от законов классической механики и электродинамики, установленных на опыте с макроскопическими телами. Так же как и в случае теории относительности, эти законы и вытекающие из них следствия должны в предельном случае макроскопических тел переходить в законы классической механики. Этот п р и н ц и п с о о т в е т с т в и я являлся путеводной нитью в многочисленных попытках решения проблемы строения атома. Правильный путь решения был найден де Бройлем в 1924 г.

В 1922—1923 гг. прямые опыты Иоффе и Комптона (см. § 37) подтвердили правильность идеи Эйнштейна о двойственности корпускулярно-волновой природы излучения. Де Бройль сделал смелое предположение об аналогичной двойственной природе электронов, а затем и других частиц. Это значит, что с движением электрона, как и с движением фотона, следует сопоставить волновой процесс. Какую же волну следует приписать электрону?

Де Бройль использовал установленную в работах Ферма (см. § 2), Эйлера, Лагранжа, Гамильтона аналогию между законами оптики и механики. В классической оптике наряду с волновыми поверхностями (поверхностями равной фазы колебаний) можно рассматривать распространение света происходящим вдоль лучей — линий, ортогональных этим поверхностям (см. гл. III). В классической аналитической механике оказалось целесообразным наряду с возможными траекториями движущихся частиц рассматривать распространение перпендикулярных к ним поверхностей равной фазы некоторой «функции действия». Нахождение этой функции действия позволяет полностью решить поставленную механическую задачу.

Де Бройль предположил, что между корпускулярными и волновыми характеристиками электрона существует точно такая же связь, как между соответствующими характеристиками фотона. В гл. X была приведена связь импульса фотона с длиной волны излучения:

$$p = m_ф c = \frac{m_ф c^2}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \tag{45.1}$$

или

$$\lambda = \frac{h}{p}. \tag{45.2}$$

Де Бройль постулировал, что соотношение (45.2) справедливо не только для фотонов, но и для электронов. Впоследствии оказалось, что это соотношение верно для любых микрочастиц и систем, состоящих из них.

Электрон движется со скоростью $v < c$ и его импульс

$$\mathbf{p} = m_e \mathbf{v}, \qquad \text{где} \qquad m_e = \frac{m_{0e}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \tag{45.3}$$

Таким образом, соотношение де Бройля сопоставляет электрону с импульсом **p** длину волны

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m_e v}. \tag{45.4}$$

При ускорении электрона в электрическом поле с разностью потенциалов U, не превышающей 10^4 *в*, масса электрона m_e практически не отличается от массы покоя m_{0e}. Кинетическая энергия,

приобретаемая электроном в ускоряющем поле, равна

$$\frac{1}{2} m_{0e} v^2 = eU,$$

и скорость

$$v = \sqrt{\frac{2eU}{m_{0e}}}. \tag{45.5}$$

Из (45.4) и (45.5) следует (переходя для U к вольтам):

$$\lambda = \frac{h}{m_{0e}} \sqrt{\frac{m_{0e}}{2eU}} = \frac{h}{\sqrt{2em_{0e}U}} =$$

$$= \frac{6{,}62 \cdot 10^{-27}}{\sqrt{(U/300) \cdot 2 \cdot 4{,}8 \cdot 10^{-10} \cdot 9{,}11 \cdot 10^{-28}}} = \frac{1{,}23 \cdot 10^{-7}}{\sqrt{U}} \text{ см}$$

или

$$\lambda = \frac{12{,}3}{\sqrt{U}} \text{ Å}. \tag{45.6}$$

Ускоряющие поля в обычных электронных приборах лежат в интервале $1 \div 10^4$ *в*. Соответствующие длины волн летящих электронов составляют $10 \div 0{,}1$ Å, т. е. меняются в диапазоне длин волн обычных рентгеновских лучей. При размерах электронных приборов $l \approx 10$ *см*

$$\lambda \ll l$$

и волновые свойства для электронного пучка практически не проявляются. Волновые свойства, в частности дифракция электронов, могут наблюдаться на дифракционной решетке с постоянной порядка $\sim \lambda$. Так же как и для рентгеновских лучей, дифракцию электронов можно пытаться обнаружить с помощью естественной — кристаллической — решетки. Такие опыты были поставлены в 1927 г. Дэвисоном и Джермером.

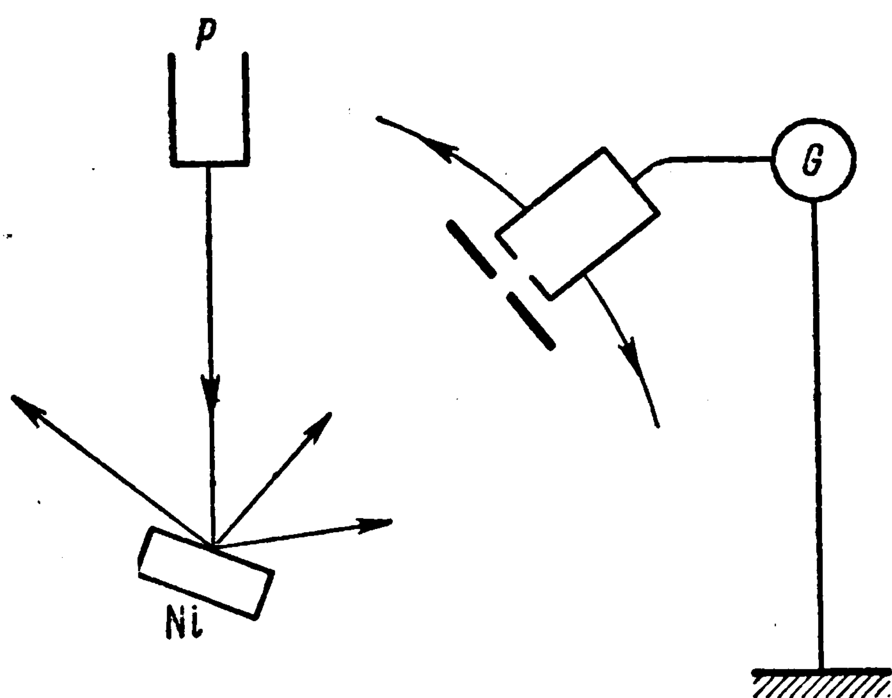


Рис. 2.7.

Пучок монохроматических электронов из электронной пушки P падал на поверхность кристалла никеля (рис. 2.7), структура которого была хорошо известна из данных рентгеноструктурного анализа. Рассеянные от кристалла электроны улавливались специальным электродом, присоединенным к чувствительному гальванометру. Приемник электронов мог перемещаться так, чтобы улавливать электроны, рассеиваемые под различными углами.

В частности, при энергии электронов в 54 *эв* получался острый максимум для угла отражения $\vartheta=50^\circ$, что отвечает по формуле Вульфа — Брэгга (16.1) длине волны 1,67 Å. Из уравнения (45.6) также следует:

$$\lambda=\frac{12,3}{\sqrt{54}}=1,67\ \text{Å}.$$

Результат представляет собой прекрасное доказательство правильности идеи де Бройля. Формула де Бройля проверялась неоднократно, причем всегда получалось полное соответствие теории с опытом. Так, советский ученый П. С. Тартаковский исследовал прохождение быстрых электронов через тонкие металлические пленки. При этом получается дифракционная картина, в точности такая же, как и при прохождении рентгеновских лучей через кристаллические порошки. Это показывает, что такие пленки имеют микрокристаллическую структуру. На рис. II (в конце книги) приведена фотография дифракции электронов от монокристалла, а на рис. III — от мелкокристаллической пленки металла.

Итак, электроны, как и фотоны, обладают волновыми свойствами наряду со свойствами корпускулярными. Следует отдать себе ясный отчет в соотношении этих двух сторон природы электрона.

Не присущи ли волновые свойства только потоку большой совокупности электронов? Такое предположение высказывалось и в отношении фотонов, но оно опровергается работами С. И. Вавилова, Яноши и др. (см. §§ 37, 38). Для электронов аналогичная задача была решена В. Фабрикантом и его сотрудниками.

В 1948 г. В. Фабрикант, Л. Биберман и Н. Сушкин осуществили опыт по дифракции электронов со столь малой силой тока в приборе, что каждый электрон проходил через прибор независимо от других. Среднее время между прохождениями двух электронов через прибор примерно в 30 000 раз превышало время прохождения электрона через прибор. При длительной экспозиции была получена такая же дифракционная картина, как и при короткой экспозиции электронного потока большой плотности. Этот опыт показывает, что *волновые свойства присущи каждому электрону в отдельности.*

Как и в случае фотонов, дифракция одного электрона не дает всей системы точек, которая получается в результате дифракции потока электронов. След от одного электрона, прошедшего дифракционную решетку-кристалл, окажется лишь в одной из тех точек, которые разрешаются условиями дифракции. Этим проявляется корпускулярная сторона природы электрона — он не может «расплыться» по всем направлениям, для которых удовлетворяются

условия дифракции, его действие проявляется лишь в одном месте. В каком именно из возможных направлений проявится это действие, сказать нельзя. Современная теория позволяет лишь вычислить, какова вероятность того, что действие электрона проявится в той или иной точке пластинки. Это делает возможным достаточно точно судить о поведении большой совокупности электронов.

Таким образом, мы приходим к следующим заключениям о природе электрона:

1. Волновая природа электрона, проявляющаяся, в частности, в том, что электроны обнаруживают дифракцию, свидетельствует о невозможности представить электрон в виде «материальной точки» — маленькой дробинки, корпускулы. Электрон является сложным материальным образованием, сложной структурой, обладающей волновыми свойствами. Эта структура, очевидно, меняется в зависимости от условий, в которых находится электрон, т. е. в зависимости от характера его взаимодействия с окружающей материей. Так, очевидно, что области локализации электрона (т. е. области, в которой отлична от нуля амплитуда волны де Бройля) различны, когда электрон находится в атоме или проходит кристалл, взаимодействуя одновременно с тысячами атомов решетки. О том, что электрон взаимодействует при прохождении решетки одновременно со множеством атомов, свидетельствует острота дифракционных максимумов (см. гл. V, § 14).

2. Корпускулярная сторона природы электрона проявляется в том, что электрон действует всегда как единое целое, никогда не дробясь на части. Его неделимость не обусловлена его «точечностью» (так как он — не материальная точка), но имеет гораздо более сложную природу, разгадка которой — дело будущего. «Электрон так же *неисчерпаем*, как и атом»,— указывал В. И. Ленин в «Материализме и эмпириокритицизме».

И по сей день нет единой точки зрения в понимании природы соотношения корпускулярного и волнового аспектов. Рассмотрение этой проблемы выходит далеко за пределы общего курса физики. Сказанное выше должно лишь пояснить, почему наличие корпускулярно-волновых свойств приводит к статистичности описания, возможности судить о поведении электрона лишь вероятностно.

Следует иметь также в виду, что волна де Бройля описывает движение материальной частицы, но не дает никаких сведений о том, что принято называть «структурой» частицы. Знание структуры электронов (как и других частиц) должно объяснить тождество их зарядов, масс покоя, спинов, характера взаимодействия с себе подобными частицами и частицами другой природы и т. д.

В настоящее время дифракция электронов широко используется для исследования строения вещества. Несмотря на то, что диапазон длин волн электронов тот же, что и для рентгеновских лучей, электронная дифракция позволяет решать задачи, существенно отличные от тех, которые доступны рентгеноструктурному анализу. Это имеет место по следующим причинам:

1. Рентгеновские лучи рассеиваются электронной оболочкой атома и практически не рассеиваются атомными ядрами. Наглядное классическое объяснение состоит в том, что ядра атомов, в силу большой массы, практически не испытывают ускорения в электромагнитном поле фотона и, следовательно, не испускают рассеянных волн, как электроны.

Электроны же взаимодействуют благодаря электромагнитным силам не только с электронами атома, но и с ядром. Расчет показывает, что интенсивность рассеяния электронами пропорциональна их числу в атоме, т. е. Z, а интенсивность рассеяния ядром заряда Ze пропорциональна Z^2. Таким образом, основная доля электронов рассеивается атомным ядром. То, что интенсивность рассеяния ядром пропорциональна Z^2, позволяет различать атомы даже с близкими Z. Кроме того, рентгеноструктурный анализ не позволяет обнаруживать положение атома водорода в молекуле или кристалле, так так единственный электрон атома водорода при этом «обобществляется», входя в состав общей электронной оболочки, а протон практически не рассеивает рентгеновских лучей. Электронографический анализ позволяет находить положение протонов.

2. Рентгеновские лучи рассеиваются в веществе весьма слабо. Для получения рентгенограммы необходима достаточно большая толща вещества и экспозиция в течение многих часов.

Электроны взаимодействуют с веществом, благодаря наличию заряда, очень сильно и позволяют получать прекрасные электронограммы от тончайших пленок толщиной, например, в 20—30 Å. Снимок получается при экспозиции в несколько секунд. Дифракция электронов позволяет исследовать, например, изменение структуры тончайшего поверхностного слоя металлов при их полировке, что совершенно невозможно сделать методами рентгеноструктурного анализа, хотя и представляет огромный интерес для прикладных целей, так как именно структура поверхностных слоев металла определяет устойчивость детали на износ.

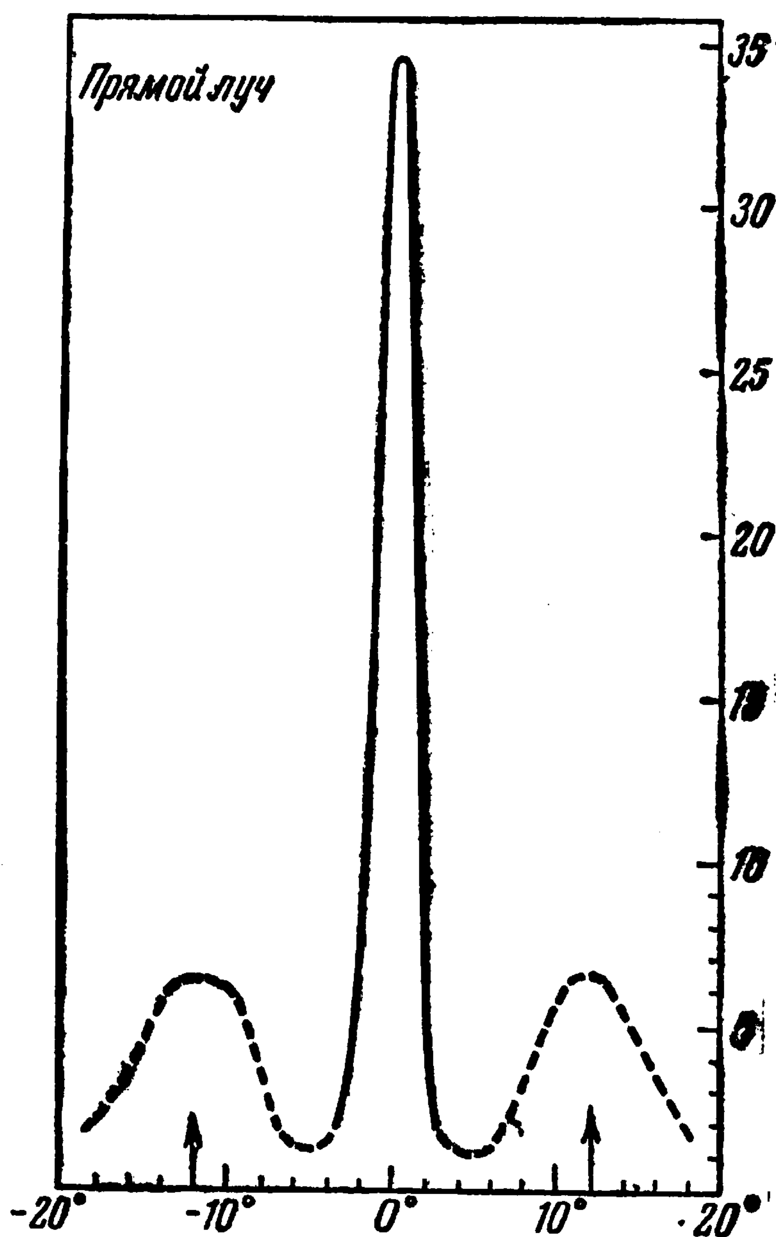


Рис. 2.8.

Формула де Бройля (45.4) применима к любым частицам, простым и сложным. Однако дифракционные явления, следовательно волновые свойства частиц, можно заметить далеко не всегда. Это происходит в силу того, что длина волны де Бройля λ обратно пропорциональна массе частиц.

Если для электрона с энергией в 1 *эв* получается сравнительно очень большая величина: $\lambda = 12{,}3$ Å, то для протона той же энергии она составляет уже 0,28 Å, а для молекулы кислорода при комнатной температуре—0,14 Å. Кроме

малости длины волны, исследования дифракции атомов и молекул затрудняются тем, что атомы и молекулы неспособны проникать в толщу кристалла и поэтому могут дать лишь дифракцию от поверхностей решетки кристалла. Трудно также получить достаточно монохроматический атомный или молекулярный пучок. Тем не менее получена достаточно четкая дифракционная картина атомов гелия (рис. 2.8) и молекул водорода (рис. 2.9) от кристалла фтористого лития. Полученные результаты подтверждают пригодность формулы де Бройля для сложных («составных») частиц.

На рис. IV (в конце книги) воспроизведена фотография дифракции нейтронов (об этих элементарных частицах подробнее см. ниже, § 62) в кристалле кварца. О способах сенсибилизации (т. е. «очувствления») пластинок для регистрации этих нейтральных частиц будет сказано ниже. В настоящее время исследование структуры вещества с помощью дифракции нейтронов — «нейтронография» — получает все более широкое применение. Дифракция нейтронов позволяет исследовать упорядоченные структуры сплавов типа FeCo, Ni_3Mn, у которых близость атомных номеров не позволяет различать методами дифракции рентгеновских лучей или электронов атомы различных типов. Нейтроны рассеиваются ядрами этих атомов различно, и установить их взаимное расположение оказалось возможным методом нейтронографии. Любопытно, что установить структуру кристалла льда — определить расположение в нем атомов кислорода и водорода — удалось лишь методом нейтронографии.

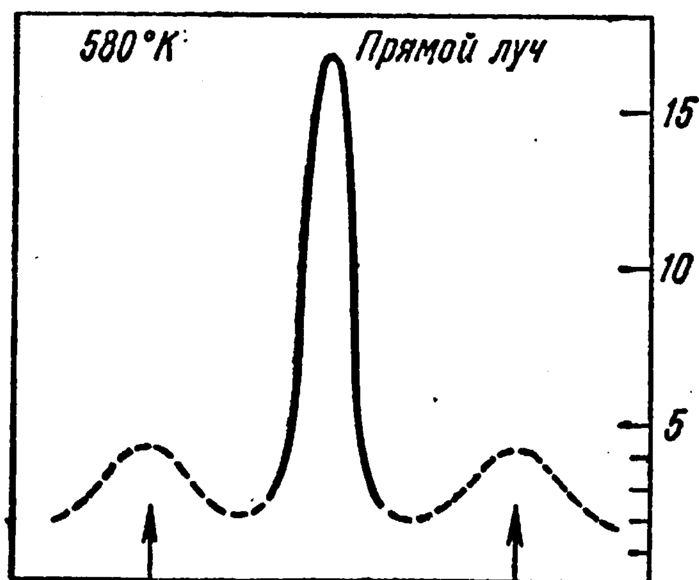


Рис. 2.9.

Что касается макроскопических частиц материи, то их дифракцию наблюдать невозможно.

Так, например, пылинка с массой $m = 10^{-12}$ *г*, линейных размеров $\sim 10^{-4}$ *см* и скорости всего 1 *см/сек* имеет длину волны

$$\lambda = \frac{6{,}62 \cdot 10^{-27}}{10^{-12} \cdot 1} = 6{,}62 \cdot 10^{-15}\ см = 6{,}62 \cdot 10^{-7}\ \text{Å}.$$

При такой длине волны невозможно реализовать условия, с помощью которых можно было бы наблюдать дифракцию, т. е. макроскопические частицы проявляют явно только одну сторону своей природы — корпускулярную.

Таким образом, новая теория, трактующая материальные частицы как объекты двойственной корпускулярно-волновой природы, не отбрасывает старых корпускулярных представлений о макроскопических частицах материи, но, обосновывая эти представления с новой точки зрения, одновременно дает и пределы их применимости.

§ 46. Волновая функция. «Соотношения неопределенностей»

Итак, прямые опыты по дифракции подтвердили, что электрон не является материальной точкой, а представляет собой сложный материальный объект, обладающий волновыми свойствами. Каковы же размеры электрона и какую область пространства он заполняет, как говорят, какова же «локализация» (от латинского locus — место)

электрона? В отличие от фотона электрон обладает электрическим зарядом. От положения и распределения этого заряда в пространстве зависит взаимодействие электрона с другими частицами, например, с атомным ядром,— обстоятельство, по существу, определяющее все свойства атомов.

Уточним сначала, чем характеризуется пространственная локализация точечного объекта. Пусть материальная точка с массой m движется вдоль оси x. В некоторый момент времени она занимает положение M, характеризуемое координатой x, и обладает определенной скоростью движения v или соответствующим импульсом $p_x = mv$. Спустя некоторое время точка m займет положение M' с координатой x' и будет двигаться с импульсом p'_x. Совокупность последовательных положений движущейся точки: M, M' и т. д., образует траекторию ее движения, в общем случае криволинейную. Если известны силы F_x, действующие на материальную точку m, то по законам классической механики (второму закону Ньютона) можно рассчитать все последовательные значения координаты x и импульса p_x движущейся частицы.

Используя очевидные дифференциальные соотношения:

$$v_x = \frac{dx}{dt}; \qquad w_x = \frac{dv_x}{dt} = \frac{d^2x}{dt^2},$$

можно переписать второй закон динамики

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = F_x \tag{46.1}$$

в виде двух уравнений:

$$\frac{dp_x}{dt} = F_x \quad \text{и} \quad \frac{dx}{dt} = \frac{1}{m}p_x. \tag{46.2}$$

Эти уравнения представляют собой математическую формулировку **принципа причинности** в классической механике: если известны силы F_x, действующие на материальную точку, то из (46.2) можно определить приращения ее координаты (dx) и импульса (dp_x) в последовательные промежутки времени (dt) и тем самым рассчитать все ее движение.

Таким образом, для точечного объекта характерны следующие свойства:

1. Материальная точка обладает одновременно определенными значениями координаты x и импульса p_x.

2. Совокупность последовательных положений движущейся точки образует определенную линию в пространстве — траекторию движения.

3. Принцип причинности (46.2) позволяет определить положение и импульс движущейся точки на ее траектории в любой последовательный момент времени.

Принципиально иначе обстоит дело с локализацией волновых объектов. Во-первых, волна представляет собой протяженный объект, заполняющий определенную область пространства, а не сосредоточенный в одной точке с координатой x. Для упрощения расчетов рассмотрим, как и выше, при анализе движения точечной частицы, одномерное распространение волны вдоль оси OX. Любая волна, независимо от ее природы (акустическая, электромагнитная или волна де Бройля), характеризуется некоторой волновой функцией (например, плотность и давление в акустической волне или векторы **E** и **H** в электромагнитной волне), которую мы обозначим греческой буквой ψ. Значения величины ψ различны в точках с разными координатами x и изменяются с течением времени t, т. е. ψ есть функция от двух переменных

$$\psi=\psi(x, t). \tag{46.3}$$

Локализация ψ-функции в пространстве может быть различной. Простейшая монохроматическая волна, распространяющаяся вдоль оси OX, описывается волновой функцией

$$\psi=A \sin 2\pi \frac{vt-x}{\lambda}, \tag{46.4}$$

где λ — длина волны, а v — скорость ее распространения. Мгновенный снимок отрезка такой волны изображен на рис. 2.10. Пунктиром показан тот же отрезок волны спустя некоторый промежуток времени. Такая монохроматическая волна заполняет все бесконечное пространство. Интервал координат Δx, в котором заключен волновой объект, равен бесконечности.

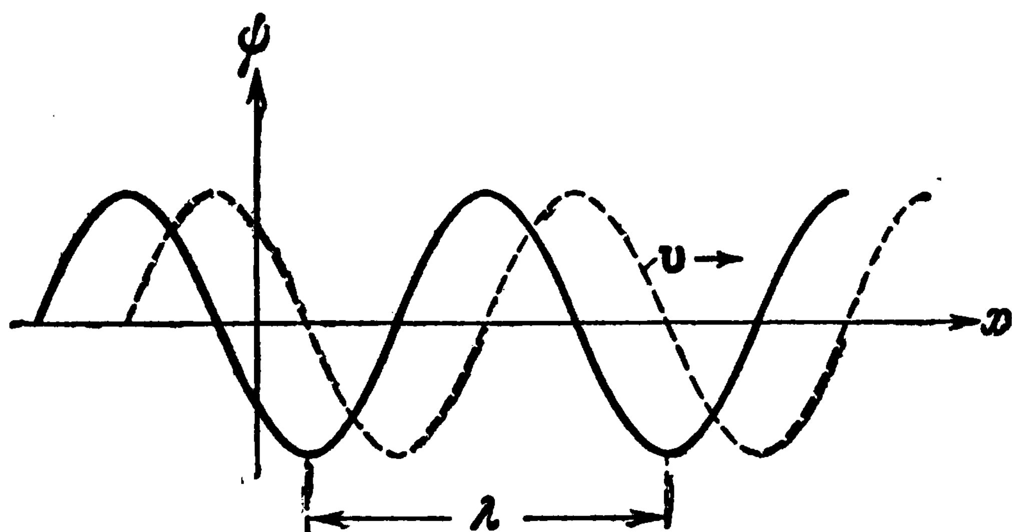


Рис. 2.10.

Для электромагнитных и электронных волн импульс частицы, связанной с волной (фотона или соответственно электрона), равен

$$p=\frac{h}{\lambda}. \tag{46.5}$$

Так как волна монохроматическая, $\lambda = \text{const}$, то ей отвечает вполне определенное значение импульса частицы p. Иными словами, интервал Δp, в котором заключены возможные значения импульса частицы, равен нулю. Следовательно, чисто монохроматическая волна, изображенная на рис. 2.10, характеризуется соотношениями

$$\Delta x=\infty \quad \text{и} \quad \Delta p=0, \tag{46.6}$$

т. е. такой волновой объект имеет вполне определенный импульс и совершенно неограниченную область локализации.

Рассмотрим другой пример — волны, локализованной в некотором интервале Δx. Для того чтобы волновая функция была отлична от нуля внутри этого интервала и практически равнялась нулю вне его, эта функция должна представлять суперпозицию монохроматических волн (46.4) с различными значениями λ. На рис. 2.11, *а*

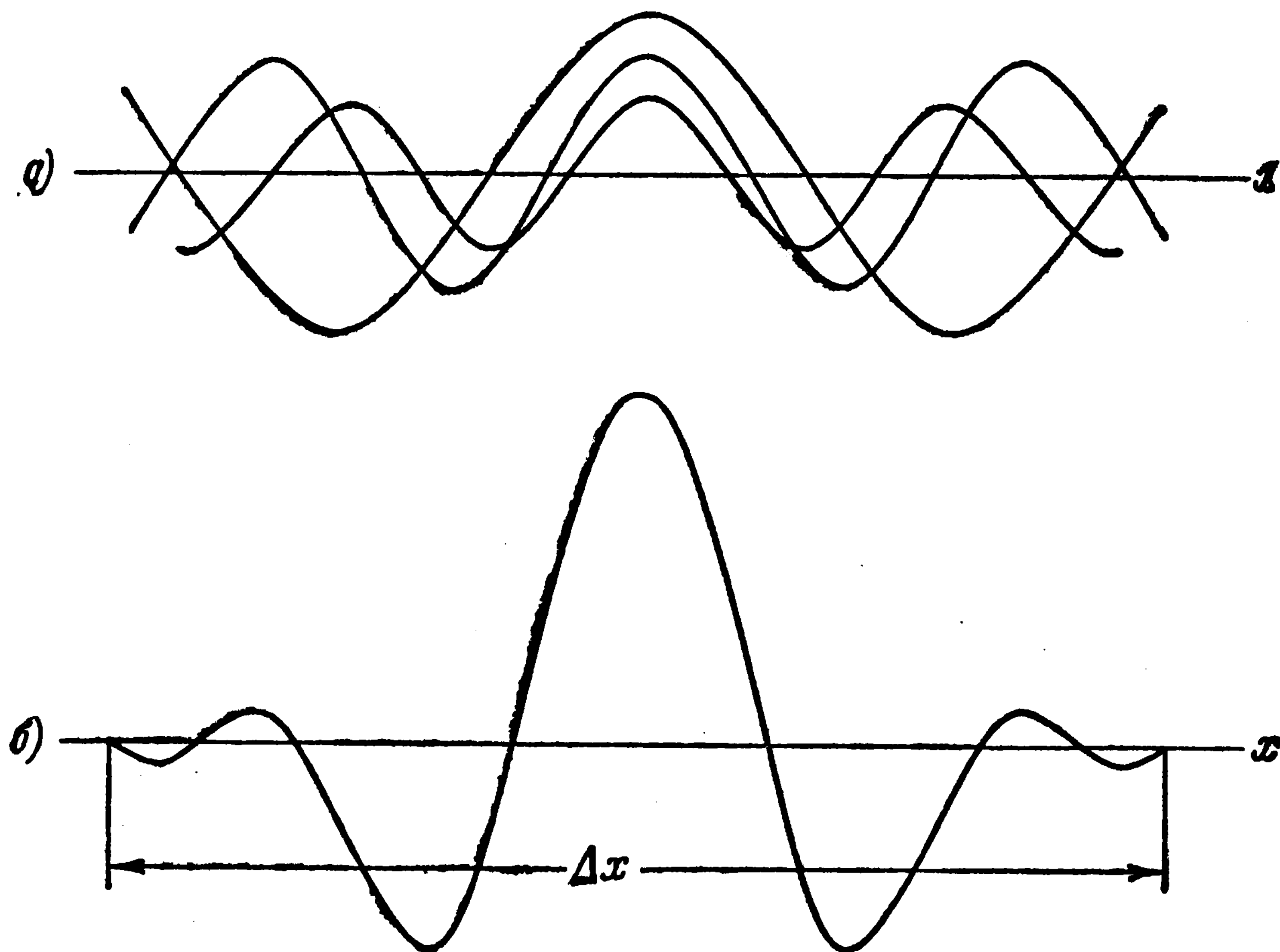


Рис. 2.11.

показан набор таких волн различных амплитуд с длинами волн в интервале от λ до $\lambda + \Delta\lambda$, а на рис. 2.11, *б* — результат их сложения — волновой пакет. Результирующая волновая функция ψ практически отлична от нуля в некотором интервале Δx. Однако при такой пространственной локализации волны начинают терять определенность понятия длины волны λ, а значит, и импульса p частицы, связанной с волной. Волновой пакет представляет собой набор монохроматических волн, импульсы которых заключены в интервале

$$\Delta p = \Delta\left(\frac{h}{\lambda}\right) = \frac{h}{\lambda^2}|\Delta\lambda|.$$

Чем в более узком интервале Δx локализована волна, тем более широкий интервал длин интерферирующих волн $\Delta\lambda$ (а следовательно, и интервал импульсов Δp) входит в пакет, представляющий эту волну. Следовательно, увеличение определенности в локализа-

ции волны (уменьшение Δx) связано с одновременным возрастанием в неопределенности импульса Δp. В пределе

$$\text{при} \quad \Delta x \longrightarrow 0 \quad \text{имеем} \quad \Delta p \longrightarrow \infty. \tag{46.7}$$

Такой волновой объект имеет вполне определенную координату (как материальная точка), но зато совершенно неопределенный импульс.

Следовательно, волновая природа таких квантовых объектов, как фотон и электрон, приводит к тому, что, в отличие от материальной частицы классической физики, которую мы в дальнейшем будем называть корпускулой, *электрон, так же как и фотон, не может иметь одновременно определенную координату x и импульс p_x.*

Соотношение между величинами Δx и Δp_x (и аналогичные им соотношения для других осей) проанализировал впервые В. Гейзенберг. Гейзенберг исходил из серии «мысленных опытов», из которых следовало, что положение и импульс частицы не могут быть определены одновременно сколь угодно точно. Рассмотрим один из мысленных опытов Гейзенберга.

Чтобы определить положение и импульс электрона, нужно «осветить» его и получить хотя бы один рассеянный при столкновении фотон. При этом, вследствие дифракции, точность в определении координаты электрона не может быть больше длины волны излучения: $\Delta x \approx \lambda$. Чем точнее нужно измерить положение электрона, тем меньше должно быть λ. Но при рассеянии фотона электрон получает отдачу и его импульс меняется на величину Δp_x порядка импульса фотона: $p_ф = \frac{h}{\lambda}$, что и составит погрешность в определении его импульса. Следовательно,

$$\Delta x \, \Delta p_x \geqslant \lambda \frac{h}{\lambda} = h.$$

Это соотношение носит название: «соотношение неопределенностей».

То же имеет место и для других координат, так что

$$\left.\begin{aligned} \Delta x \, \Delta p_x &\geqslant h, \\ \Delta y \, \Delta p_y &\geqslant h, \\ \Delta z \, \Delta p_z &\geqslant h. \end{aligned}\right\} \tag{46.8}$$

Гейзенберг трактует результат как наличие предела возможности познания состояния материальных частиц. Ошибка в этом рассуждении состоит в том, что Гейзенберг считает частицы корпускулами (материальными точками). Положение в пространстве корпускулы описывается точными значениями координат, и если эти точные значения неизвестны, наши знания ограничены некоторой неопределенностью, являются неполными.

В действительности дело обстоит не так. Как указывалось выше, частица вещества не является материальной точкой. Это протяженный объект, описываемый волновым пакетом. А положение любого протяженного объекта, волнового пакета в том числе, характеризуется не координатами точки, но областью пространства, им занимаемого. Величины Δx и, соответственно по другим координатным осям, Δy и Δz характеризуют размеры области пространства, занимаемого волновым пакетом. Никакой «неопределенности» или «неточности» здесь нет. Точно так же Δp_x, Δp_y и Δp_z характеризуют спектральный состав монохроматических волн, с помощью которых можно представить волновой пакет.

Все же толковать волновую функцию просто как материальное поле (наподобие, например, электромагнитной волны) пока что нельзя. Попытка такой трактовки, принадлежащая де Бройлю и Шредингеру, оказалась несостоятельной в силу ряда причин. В частности, можно показать, что волновой пакет, описывающий свободную частицу, расплывается с течением времени (составляющие волнового пакета с разными значениями λ отвечают различным значениям импульса). До сих пор попытки вернуться к этому толкованию (Бом, Вижье) оказались неудовлетворительными. Однако, как выясняется в настоящее время, уравнения, описывающие элементарные частицы, должны быть нелинейными. Когда такие уравнения удастся сформулировать и решить, вопрос о природе ψ-функций придется поставить заново и возврат к исходному толкованию де Бройля — Шредингера не исключен. Подробное обсуждение возможных толкований ψ-функции выходит за пределы нашего курса.

Следовательно, «соотношения неопределенностей» Гейзенберга (46.8) (это неудачное название для указанных соотношений общепринято) характеризуют не границы возможностей познания человеком свойств мельчайших частиц вещества, но отражают объективно особенности их природы, обусловленные корпускулярно-волновой двойственностью.

Из сказанного вытекает, что квантовые объекты не обладают и вторым, указанным в начале параграфа характерным свойством корпускул — материальных точек классической физики. *Траектория движения электрона представляет собой лишь приближенное понятие.* Действительно, если даже положение электрона в данный момент времени вполне определено в пространстве (бесконечно узкий волновой пакет (46.7)), то в силу полной неопределенности импульса этого пакета его положение в следующий момент времени не определяется однозначно.

Рассмотрим два примера, показывающих, при каких условиях можно пользоваться приближенным понятием траектории и представлять себе электрон в виде корпускулы. Пусть речь идет об электроне, движущемся в электроннолучевой трубке. Рассмотрим волновой пакет, у которого неопределенность в импульсе не превышает 1%, то есть

$$\Delta p \approx 0{,}01 p.$$

Из (46.8) тогда следует, что электрон в каждый данный момент локализован в области порядка

$$\Delta x \approx \frac{h}{\Delta p} \approx 100 \frac{h}{p} = 100 \lambda$$

при $v = 10^8$ *см/сек* (см. § 45), длине волны электрона $\lambda = \frac{h}{p} \approx \approx 10^{-7}$ *см*, область локализации $\Delta x \approx 10^{-5}$ *см*, что во много раз меньше размеров трубки. По отношению к прибору электрон — материальная точка. Здесь это — разумное приближение, в то время как представление об электроне-корпускуле в атоме совершенно бессмысленно.

Тем не менее сказанное выше требует уточнения. Для того чтобы частица могла быть представлена как корпускула, недостаточно того, чтобы область локализации описывающего ее волнового пакета была относительно мала. Необходимо, чтобы частица двигалась в соответствии с классическими законами для материальных точек. Для этого нужно, чтобы не только понятия координат и импульсов имели смысл, но чтобы можно было говорить столь же определенно о значении силы, действующей на частицу. Это можно сделать, если градиент потенциальной энергии частицы во внешнем поле — достаточно медленно меняющаяся функция своих аргументов — координат. Именно, можно говорить о силе, действующей на частицу, как целое, если во всей области локализации частицы Δx эта величина практически постоянна:

$$\mathbf{f}(\mathbf{r})\big|_{\text{в обл. } \Delta x \Delta y \Delta z} \approx \text{const}. \tag{46.9}$$

В макроскопических электромагнитных полях электронных приборов это условие соблюдается. В случае же движения электрона в атоме напряженность электрического поля атомного ядра сильно меняется на расстояниях порядка длины волны де Бройля λ электрона в атоме. В этом случае λ, Δx, диаметр атома — величины одного и того же порядка. Вследствие этого невозможно считать электрон локализованным в «точке» — малой области внутри атома. Область локализации электронов в атоме составляет весь объем атома. Именно это обстоятельство и делает неприменимыми законы классической механики и электродинамики к движению электронов в атоме. Все затруднения планетарной модели атома связаны с тем, что электрон представлялся как точечный заряд, движущийся по вполне определенной круговой или эллиптической орбите, как планеты вокруг Солнца. Однако основное условие (46.9) применимости к электрону классических законов и представлений о траектории в атоме не соблюдено. Поэтому причину наличия в атоме определенных «разрешенных» энергетических уровней следует искать в волновых свойствах и закономерностях движе-

ния реальных, не «точечных» электронов. Именно в этих закономерностях и следует искать объяснение постулатов Бора.

Каковы же эти закономерности? Для классических объектов мы их формулировали в виде принципа причинности (46.2), позволяющего находить изменения координаты и импульса частицы с течением времени. Аналогичный принцип причинности в квантовой механике должен быть сформулирован для волновой функции ψ и позволять рассчитывать изменение этой функции со временем в любой точке, т. е. величину $\frac{\partial\psi}{\partial t}$. К формулировке этого волнового уравнения и определению динамических переменных мы вернемся в следующем параграфе. Здесь же остановимся еще на физическом смысле ψ-функции и ее связи с локализацией электрона, основанной на соотношении неопределенностей (46.8).

Значения величин, характеризующих состояние частицы,— динамических переменных, т. е. координат, импульсов, энергии и т. д., должны находиться с помощью этой волновой функции. Это следует хотя бы из того, что ряд динамических переменных может не иметь определенных значений и задачу о движении частицы невозможно сформулировать в виде дифференциальных уравнений, связывающих эти величины. Следовательно, задача состоит, во-первых, в том, чтобы рассчитать изменение функции ψ в любой точке пространства с изменением времени и тем самым определить ее для любых значений x, y, z и t. Следующий шаг состоит в определении значений динамических переменных, если известна волновая функция ψ.

Если сами по себе соотношения (46.8) никаких «неопределенностей» не содержат *), то они действительно обусловливают некоторые существенные неопределенности. Пусть, например, волновой пакет, изображенный на рис. 2.12, описывает движущийся электрон, а в точках A, B, C, D находятся ионы. Электрон может захватываться ионом, причем разность энергий свободного электрона и электрона на орбите отдается с излучением в момент захвата электрона. Каким же из ионов — A, B, C или D — будет

*) Δx было бы неопределенностью в координате электрона x, если бы его пространственная локализация была точечной, а Δx было бы мерой нашей ошибки в определении этой координаты x. В действительности электрон описывается волной де Бройля, локализованной в конечной области пространства Δx (см. рис. 2.11). Точно так же Δp_x было бы неопределенностью в составляющей импульса p_x, если бы электрон описывался всегда монохроматической (а значит, и бесконечной) волной с определенным значением λ, а значит, и p_x и Δp_x означало бы величину нашей погрешности при измерении p_x. В действительности ограниченный волновой пакет содержит составляющие с разными значениями λ, а значит, и p_x, т. е. электрон объективно описывается не одним значением p_x, но рядом значений, в пределах от p_{1x} до p_{2x}, так что $\Delta p_x = p_{2x}-p_{1x}$.

захвачен электрон? В рассматриваемый момент времени захват ионом D исключен, так как в области D электронная волна равна нулю. Но ионы A, B, C могут претендовать на захват электрона, и вопрос о том, каким же ионом будет захвачен электрон, не решается однозначно. Квантовая механика на основании знания ψ-функции может указать лишь вероятность одного из возможных здесь процессов.

То же относится и к возможным значениям импульса электрона. При дифракции волнового пакета на дифракционной решетке (кристалле) волны с различными λ пойдут по разным направлениям. Однако электрон в силу присущих ему корпускулярных свойств разделиться не может. В результате дифракции след электрона на фотопластинке будет обнаружен в одной из точек, отвечающих какому-то значению λ (т. е. импульса), представленному

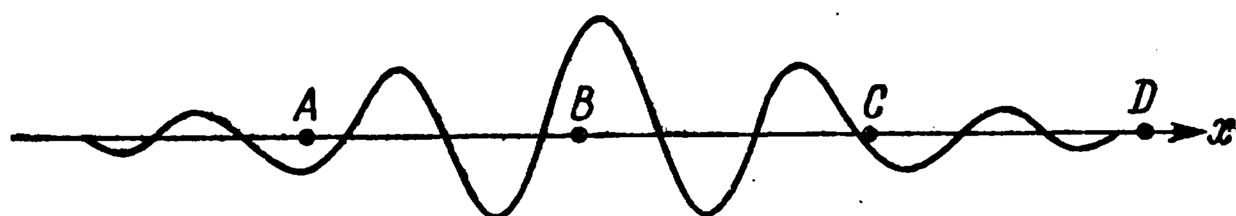


Рис. 2.12.

имеющейся в волновом пакете составляющей. Попадание электрона в точку, обусловленную длиной волны λ, не представленной в пакете, исключается. Но какая именно из составляющих волнового пакета проявит себя на опыте — нельзя определить однозначно. Здесь тоже можно указать лишь вероятность того, что электрон продифрагирует как частица с тем или иным (из имеющихся в пакете) значением λ, т. е. p. Величина этой вероятности определяется амплитудой составляющих ψ-функции волнового пакета, отвечающих тем или иным значениям λ.

К толкованию ψ-функции можно подойти, сравнивая ее с толкованием электромагнитной волны. Плотность энергии (и массы) электромагнитной волны пропорциональна квадрату напряженности электрического и магнитного полей. Как уже указывалось, знание вида волны де Бройля, т. е. ψ-функции, еще не позволяет однозначно судить о направленности возможных процессов. Можно судить лишь о вероятности того или иного из возможных процессов. В соответствии с этим произведение квадрата модуля волновой функции *) на dV

$$|\psi|^2 dV \tag{46.10}$$

физически толкуется как вероятность того, что действие электрона будет обнаружено в элементе объема dV. Следовательно, $|\psi|^2$ толкуется как плотность вероятности обнаружения электрона (срав-

*) Волновая функция заряженных частиц комплексная.

ните $dq = \rho\, dv$, где dq — заряд в объеме dv, ρ — плотность заряда). Сумма величин $|\psi|^2 dV$ по всему пространству (т. е. интеграл) есть вероятность обнаружения частицы где бы то ни было в пространстве. Но так как частица существует, то она обязательно где-либо обнаружится,— это достоверно. А вероятность достоверного события есть единица. Следовательно, ψ-функция должна удовлетворять условию

$$\int |\psi|^2 dV = 1, \tag{46.11}$$

носящему название условия нормировки. Условие нормировки удовлетворяется подбором постоянного множителя. В дальнейшем мы будем считать, что все ψ-функции, описывающие частицу, нормированы, т. е. удовлетворяют (46.11).

Здесь следует предостеречь от слишком буквального понимания часто используемого в этом случае выражения: $|\psi|^2 dV$ дает вероятность «местонахождения» в объеме dV. Находиться в бесконечно малом объеме электрон не может,— он не материальная точка. И если электрон обнаруживает свое действие в этом объеме, то это не значит, что он сосредоточен, «находится» в этом объеме. Следует отчетливо уяснить себе разницу между областью действия электрона и его областью локализации. Так, электрон с весьма точно определенным импульсом (Δp_x, Δp_y, Δp_z малы) и описываемый, следовательно, весьма протяженной волной может в результате взаимодействия возбудить или ионизовать атом, локализованный в весьма малом объеме. Но этот процесс нельзя рассматривать как удар электрона-шарика в атом-шарик. Область действия электрона — атом — много меньше области, в которой локализована (отлична от нуля) волна де Бройля (ψ-функция). В дальнейшем, говоря об области обнаружения электрона (любой частицы), мы будем иметь в виду область, в которой электрон обнаружил себя каким-то действием, но не будем смешивать эту область с областью локализации электрона, т. е. областью, в которой ψ-функция отлична от нуля. Область действия (или, что то же самое, область обнаружения) и область локализации различны.

Если известна ψ-функция, описывающая состояние, то вероятности всех возможных процессов определяются однозначно. Это дает возможность точно судить о поведении множества частиц, движущихся в одинаковых условиях.

Так, например, если ψ-функция описывает электрон, находящийся на пятой ступеньке возбуждения в атоме водорода, то можно оценить лишь вероятности того или иного маршрута при переходе в нормальное состояние ($E_5 \to E_1$ с излучением одного фотона, либо $E_5 \to E_4 \to E_1$, $E_5 \to E_3 \to E_1$ и т. д.). Если возбуждать множество водородных атомов потоком электронов, способных передать атомам энергию, не меньшую чем $E_5 - E_1$, множество электронов

совершает переходы по разным маршрутам. В результате испускаются все линии спектра, отвечающие всевозможным переходам. Зная вероятности переходов, можно рассчитать относительную интенсивность спектральных линий в полном соответствии с опытом. Напомним, что боровские постулаты этой возможности не давали.

Таким образом, то обстоятельство, что ψ-функция не позволяет определить многие величины однозначно и точно, не означает, что описание поведения микрочастиц является в квантовой теории неполным, субъективным, обусловленным особенностями производимых измерений. Если координаты микрочастицы не могут быть определены точно, то это происходит не потому, что наши возможности ограничены условиями опыта, при котором измерение одной величины меняет другую (см. выше «мысленный опыт» Гейзенберга). Дело обстоит совсем иначе: *опыт позволяет установить все величины, характеризующие состояние частицы.* Точные значения координат невозможно установить просто потому, что электрон не материальная точка и его положение в пространстве определяется не точечными значениями x, y, z, но интервалами Δx, Δy и Δz. Так же обстоит дело и с другими физическими величинами.

Следовательно, *описание частицы с помощью ψ-функции является не субъективным, а объективным.*

Сложнее обстоит дело с вопросом о том, почему знание ψ-функции позволяет определять лишь вероятности процессов, но не позволяет определять процесс однозначно. Следует отметить, во-первых, что квантовая теория возникла в результате изучения процессов, обусловленных действием многих микрочастиц, и в этих рамках ее результаты однозначны. ψ-функция, однако, описывает не совокупность частиц, а одну частицу, но это описание носит статистический характер, в том смысле, как это было разъяснено. Вопрос о том, является ли такая статистичность в описании микрочастиц неизбежным элементом их теории, остается открытым. Обсуждение этого спорного вопроса выходит далеко за рамки этой книги. Единственное, что мы хотим отметить здесь, это что речь идет именно о теории вообще, но никак не о том, что понимается сейчас под «квантовой механикой». Описание явлений микромира квантовой механикой статистично. Как и всякая теория, подтвержденная широким опытом, она в своих пределах верна и в этих пределах сохраняет свою значимость и форму, т. е. статистичность. Как и всякая теория, она не содержит в себе своих границ применимости. Границы применимости современной квантовой механики будут определены в более широкой теории, охватывающей явления природы, необъяснимые с точки зрения квантовой теории, когда человеческий опыт найдет их и будет создана их теория. Будет ли описание явлений природы в этой более широкой теории вероятностным (статистичным) или нет — покажет будущее.

§ 47. Представление физических величин операторами и уравнение Шредингера

Классическая механика позволяет найти в любой момент времени состояние системы, позволяет найти положения, скорости, энергии образующих ее тел в любой момент времени, если заданы начальные состояния этих тел (их положения и скорости) и силы, действующие между ними.

Аналогичные задачи определения состояния системы в произвольный момент времени по начальному состоянию решает и квантовая механика. Однако специфические особенности квантовомеханических объектов — микрочастиц — приводят к тому, что методы теоретического анализа их поведения резко отличаются от классических методов анализа.

В чем основное различие задач, стоящих перед исследователем обычных, макроскопических объектов и исследователем мельчайших частичек вещества?

Для уравнений движения материальной точки (46.2) характерно следующее: искомые величины, координаты x, y, z и импульсы p_x, p_y, p_z входят в уравнения «на равных правах», одновременно определяются для любого момента времени t. Более того, определение одних без других попросту невозможно.

Совершенно иначе, как мы уже видели, обстоит дело в квантовой механике, а поэтому уравнения движения в квантовой механике должны отличаться от классических уравнений движения. В этом легко убедиться на примере основного закона классической динамики — второго закона Ньютона. Материальная точка движется в заданном поле $\mathbf{f} = \mathbf{f}(\mathbf{r})$. Второй закон Ньютона можно написать так:

$$d\mathbf{p} = \mathbf{f}(\mathbf{r})\,dt, \tag{47.1}$$

где

$$\mathbf{p} = m\frac{d\mathbf{r}}{dt}. \tag{47.2}$$

Задаваясь начальными значениями $\mathbf{r}_0$ и $\mathbf{p}_0$, находим $\mathbf{r}(t)$ и $\mathbf{p}(t)$ с помощью этих уравнений для любого момента времени. В квантовой теории так поступать нельзя. Пусть, например, в начальный момент задано точное значение $\mathbf{p}$. Но тогда правая часть первого из уравнений теряет смысл: частица не локализована и сила $\mathbf{f}(\mathbf{r})$ как функция положения частицы $\mathbf{r}$ теряет смысл. Не имеет смысла и второе уравнение — нельзя точно определенный импульс выразить в виде производной от совершенно неопределенной координаты. Стало быть, в принципе уравнения движения не могут иметь вид дифференциальных уравнений, связывающих все динамические переменные, ибо если половина их определена точно, то вторая половина остается неопределенной.

Поэтому математический аппарат квантовой механики резко отличается от аппарата классической физики. Вместо прямого определения динамических переменных x, y, z, p_x, p_y, p_z как функций времени t квантовая механика ставит себе задачей нахождение «волновой функции» ψ, описывающей состояние частицы. Состояние частицы, т. е. вид волновой функции, определяется ее движением и взаимодействием с другими частицами вещества. Уравнение для волновой функции ψ было найдено впервые Шредингером и носит его имя. Однако перед тем как перейти к обсуждению этого уравнения, позволяющего определить ψ-функцию, отметим следующее.

Нахождением ψ-функции вопрос о значении тех или иных динамических переменных еще не снимается. Как определить (зная уже ψ-функцию) величину какой-либо динамической переменной, например составляющей импульса p_x? Если окажется, что в данном состоянии динамическая переменная не имеет определенного значения, как определить вероятность обнаружения того или иного значения этой переменной и ее среднее значение? Такие задачи решаются своеобразным приемом.

Каждой динамической переменной сопоставляется определенная математическая операция над ψ-функцией, с помощью которой определяют значение этой переменной. Иными словами, каждой переменной соответствует свой оператор, с помощью которого находится значение этой динамической переменной. Что это означает, будет ясно из следующего примера.

Рассмотрим случай, когда частица движется вдоль оси x, причем ее импульс определен точно: $p_x = p$. При этом частица не локализована в какой-либо определенной области пространства, но занимает (в этом идеализированном случае) все пространство. Такая частица описывается монохроматической волной. Фаза этой волны имеет обычный вид:

$$\varphi = 2\pi\left(\nu t - \frac{x}{\lambda}\right).$$

Используя выражения для энергии $E = h\nu$ и импульса $p = \frac{h}{\lambda}$, можно преобразовать это выражение к виду

$$\varphi = \frac{2\pi}{h}(Et - px) = \frac{1}{\hbar}(Et - px). \qquad (47.3)$$

Волновая функция незаряженной частицы, например фотона, выражается тригонометрическими функциями $\cos\varphi$ или $\sin\varphi$. Для заряженных частиц (электронов) ψ-функция комплексна и имеет вид

$$\psi = a(\cos\varphi - i\sin\varphi) = ae^{-i\varphi} = ae^{-\frac{i}{\hbar}(Et - px)}, \qquad (47.4)$$

где

$$i=\sqrt{-1}, \text{ т. е. } i^2=-1 \text{*)}.$$

Продифференцируем ψ-функцию по координате x:

$$\frac{\partial\psi}{\partial x}=\frac{i}{\hbar}pae^{-\frac{i}{\hbar}(Et-px)}=\frac{i}{\hbar}p\psi=-\frac{1}{i\hbar}p\psi$$

или иначе:

$$-i\hbar\frac{\partial}{\partial x}\psi=p\psi. \tag{47.5}$$

Таким образом, значение динамической переменной $p_x=p$ получается в виде множителя при ψ, если применить к этой волновой функции ψ математическую операцию $-i\hbar\frac{\partial}{\partial x}$. Будем называть $-i\hbar\frac{\partial}{\partial x}$ оператором, представляющим динамическую переменную p_x, и обозначать следующим образом:

$$-i\hbar\frac{\partial}{\partial x}=\hat{p}_x. \tag{47.6}$$

Значок над p_x показывает, что речь идет не о динамической переменной p_x, но о представляющем эту величину операторе.

Уравнение (47.5) может быть переписано, следовательно, так:

$$\hat{p}_x\psi=p\psi. \tag{47.7}$$

Применение оператора $\hat{p}_x$ динамической переменной p_x к ψ дает численное значение этой переменной p, помноженное на ψ.

Из равноправия осей следует, что операторы, соответствующие составляющим импульса по осям y и z, имеют вид

$$\hat{p}_y=-i\hbar\frac{\partial}{\partial y} \quad \text{и} \quad \hat{p}_z=-i\hbar\frac{\partial}{\partial z}. \tag{47.8}$$

Применим один из этих операторов к ψ-функции (47.4). Тогда

$$\hat{p}_y\psi=-i\hbar\frac{\partial}{\partial y}ae^{-\frac{i}{\hbar}(Et-px)}=0=0\psi$$

и аналогично

$$\hat{p}_z\psi=0\psi.$$

Полученный результат показывает, что рассматриваемая ψ-функция (47.4) описывает состояние, в котором составляющие импульса имеют вполне определенные значения:

$$p_x=p,\ p_y=0 \text{ и } p_z=0.$$

*) Вопроса о численном определении амплитуды волны де Бройля, т. е. нормировки ψ, ввиду его сложности в ряде случаев мы здесь касаться не будем.

Такая ψ-функция (47.4), которая описывает состояние с определенным значением импульса p_x, называется собственной функцией импульса, а величина импульса в этом состоянии $p_x = p$—его собственным значением.

Аналогично ставится задача об определении других динамических переменных: каждая из них представлена своим оператором.

Однако в состоянии, описываемом ψ-функцией, не все динамические переменные могут иметь определенные значения. Приводимый ниже второй пример показывает, как нужно поступать в таких случаях. По-прежнему будем иметь в виду определение импульса, оператор которого уже приведен. Но теперь рассмотрим случай, когда ψ-функция описывает состояние, в котором импульс не имеет точного значения. Выше уже было показано, что это имеет место, если электрон локализован в ограниченной области пространства. Функция ψ теперь не будет собственной функцией оператора импульса и уравнение вида (47.7) написать нельзя.

В этом случае волновую функцию электрона ψ можно представить в виде волнового пакета, каждая составляющая которого ψ_i отвечает определенному значению импульса p_i, т. е. является собственной функцией оператора $\hat{p}_x$ (представляет собой плоскую волну):

$$\hat{p}_x \psi_i = p_i \psi_i. \tag{47.9}$$

Волновой пакет ψ будет иметь вид

$$\psi = \sum_i c_i \psi_i. \tag{47.10}$$

Коэффициенты c_i, вообще говоря, тоже комплексные, характеризуют относительный вес, с которым каждая из этих собственных функций входит в суммарный волновой пакет (47.9) *). Как уже отмечалось, эта суммарная функция уже не является собственной функцией импульса и не удовлетворяет уравнению (47.7). Действительно, при применении к ней оператора $\hat{p}_x$, т. е. при ее дифференцировании по x, каждая из составляющих ψ_i умножается на различные множители p_i

$$\hat{p}_x \psi = \hat{p}_x \sum c_i \psi_i = \sum c_i \hat{p}_x \psi_i = \sum p_i c_i \psi_i, \tag{47.11}$$

и вынести справа общий множитель за знак суммы, чтобы получить уравнение вида (47.7), нельзя. В этом случае при возможных процессах электрон будет обнаружен как частица с одним из импульсов p_i, входящим в (47.11) Вероятность того, что на опыте будет обнаружен импульс p_i, равна квадрату модуля соответствующей амплитуды $|c_i|^2$.

Среднее значение импульса в волновом пакете (47.11) $\bar{p}$ находится по правилам теории вероятностей и равно

$$\bar{p} = \sum_i |c_i|^2 p_i. \tag{47.12}$$

Возвращаясь к функции (47.4), найдем с ее помощью выражение для оператора энергии $\hat{E}$ из условия

$$\hat{E}\psi = E\psi, \tag{47.13}$$

*) Коэффициенты c_i имеют этот смысл, если функции ψ_i нормированы согласно (46.11).

аналогичного (47.6). Для этого продифференцируем функцию (47.4) по времени:

$$\frac{\partial\psi}{\partial t}=-\frac{i}{\hbar}Eae^{-\frac{i}{\hbar}(Et-px)}=\frac{1}{i\hbar}E\psi.$$

Сопоставляя полученное равенство с (47.5), находим, что

$$\hat{E}=i\hbar\frac{\partial}{\partial t}. \tag{47.14}$$

Оказывается, что таким будет оператор энергии не только в случае свободного движения частицы в отсутствие внешних сил, но и в самом общем случае.

Представим теперь оператор энергии в несколько ином виде. Для этого вспомним, что полная энергия состоит из суммы кинетической и потенциальной:

$$E=K+U=\frac{mv^2}{2}+U(x,y,z)=\frac{p^2}{2m}+U(x,y,z), \tag{47.15}$$

где

$$p^2=p_x^2+p_y^2+p_z^2.$$

Подставим теперь вместо p_x, p_y и p_z соответствующие операторы. Мы получим оператор энергии, обозначаемый обычно буквой $\hat{H}$ и называемый оператором Гамильтона, применение которого к ψ должно дать тот же результат, что и применение оператора (47.14). При подстановке следует иметь в виду, что квадрат оператора $\hat{p}_x^2$ есть символическое произведение $\hat{p}_x\hat{p}_x$, означающее последовательное применение обоих операторов к одной и той же функции, т. е.

$$\hat{p}_x^2=\hat{p}_x\hat{p}_x=-i\hbar\frac{\partial}{\partial x}\left(-i\hbar\frac{\partial}{\partial x}\right)=-\hbar^2\frac{\partial^2}{\partial x^2}$$

и соответственно

$$\hat{p}_y^2=-\hbar^2\frac{\partial^2}{\partial y^2};\quad \hat{p}_z^2=-\hbar^2\frac{\partial^2}{\partial z^2}. \tag{47.16}$$

Таким образом, оператор кинетической энергии приобретает вид

$$\hat{K}=\frac{\hat{p}^2}{2m}=-\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)=-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta, \tag{47.17}$$

где Δ — сокращенная запись «оператора Лапласа»:

$$\Delta=\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}. \tag{47.18}$$

Потенциальная энергия $U(x,y,z)$ содержит только координаты, но не импульсы. Поэтому оператор потенциальной энергии $\hat{U}$ есть просто умножение на функцию $U(x,y,z)$ *). Таким образом, оператор полной энергии, называемый оператором Гамильтона, приобретает вид

$$\hat{H}=-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta+U(x,y,z). \tag{47.19}$$

---

*) Вопрос о том или ином представлении величин операторами сложен и здесь не рассматривается. Приводимое здесь представление не единственное возможное. Однако это одно из представлений, применяемых весьма часто.

Применение к волновой функции ψ оператора (47.19) должно дать тот же результат, что и применение оператора (47.14). Следовательно, приходим к уравнению

$$\hat{H}\psi = i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}. \qquad (47.20)$$

Это и есть уравнение Шредингера, с помощью которого в квантовой механике отыскивается волновая функция частицы $\psi(x, y, z, t)$. Как указывалось в § 46, оно представляет собой математическую формулировку принципа причинности для волновой функции, так как позволяет найти изменение этой функции с течением времени $\frac{\partial\psi}{\partial t}$ в заданном внешнем поле.

Все сказанное здесь не должно рассматриваться как «вывод» уравнения Шредингера. Основные законы природы не выводятся логически (например, второй закон Ньютона в классической механике). Они есть обобщение опыта, и пригодность их проверяется опытом. Приведенные рассуждения показывают, как основоположники квантовой теории пришли к правильным уравнениям. Далее решает опыт. В пределах применимости уравнения Шредингера опыт подтвердил его правильность.

Примем в качестве исходного постулата квантовой теории уравнение Шредингера, с помощью которого определяется волновая функция ψ и которое в развернутом виде пишется так:

$$\left\{-\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)+U(x, y, z)\right\}\psi = i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}. \qquad (47.21)$$

В стационарном состоянии энергия частицы E должна оставаться неизменной с течением времени. Это значит, что волновая функция ψ должна быть собственной функцией оператора энергии $\hat{E}$ и применение этого оператора эквивалентно умножению ψ на постоянный множитель E, т. е.

$$\hat{E}\psi = i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = E\psi \qquad (47.22)$$

и уравнение Шредингера для стационарных состояний имеет вид

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)+U(x, y, z)\right]\psi = E\psi. \qquad (47.23)$$

Уравнение Шредингера (47.18) удовлетворяет важнейшему принципу соответствия. Как уже указывалось, принцип этот устанавливает, что новая теория в пределах применимости старой дает те же результаты, что и старая. Это обязательно должно иметь место, поскольку в своих границах применимости (устанавливаемых новой, более общей теорией) старая теория отвечает опыту, т. е. верна. В данном случае положение таково. Если с изменением координат поле, в котором движется частица, меня-

ется настолько медленно, что удовлетворяется (46,9), то уравнение (47.1) сохраняет свой смысл, так как $\mathbf{f}(\mathbf{r})$ имеет определенное значение. Поскольку область движения много больше Δx, то и положение частицы в пространстве, т. е. $\mathbf{r}$, а значит, и уравнение (47.2) также сохраняет смысл. Следовательно, частица движется, подчиняясь законам классической механики.

Поскольку длина волны де Бройля $\lambda = \frac{h}{mv}$ убывает с ростом массы частицы, размеры волнового пакета, т. е. область локализации частицы, уменьшаются и условия (46.9) удовлетворяются во все более широких пределах. Следовательно, для частиц большой массы квантовые законы движения переходят в классические, что и требуется принципом соответствия. Строгое доказательство последнего принадлежит Эренфесту, который доказал, что средние значения динамических переменных (частицы, описываемой уравнением Шредингера) подчиняются классическим уравнениям механики Ньютона.

§ 48. Примеры. Электрон в «ящике». Ротатор и осциллятор

Введенное в предыдущем параграфе уравнение Шредингера позволяет решать практические задачи и находить стационарные и нестационарные состояния движения частиц в различных внешних полях. Отдельные важные примеры могут быть разобраны и без полного решения уравнения Шредингера, используя лишь представление о ψ-функции как о волне и учитывая ограничения, накладываемые на нее специфическими условиями данной задачи.

Пример 1. Электрон в «ящике». В т. II, гл. V электрические свойства металлов объяснялись наличием в них свободных электронов. Результирующая сила, действующая на такой электрон со стороны ионов и всех остальных электронов, в среднем равна нулю. Следовательно, потенциальная энергия электрона внутри металла постоянна и ее можно выбрать за начало отсчета и положить равной нулю,

$$U_{\text{внутр}} = 0. \qquad (48.1)$$

На границах металла расположен двойной электрический слой (т. II, § 22), для преодоления которого нужно затратить работу выхода A. Поэтому потенциальная энергия электрона вне металла

$$U_{\text{внешн}} = A > 0. \qquad (48.2)$$

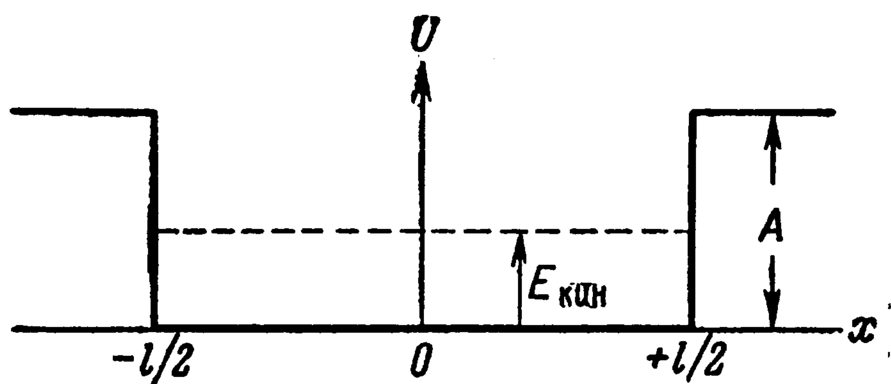


Рис. 2.13.

Для простоты начнем рассмотрение с одномерной задачи. Направим ось x перпендикулярно к границам бруска металла длиной l. Начало координат O помещено в центр бруска. Потенциальная энергия U как функция координаты x показана на рис. 2.13.

Пока кинетическая энергия электрона в металле мала по сравнению с высотой стенок «потенциальной ямы»:

$$E_{\text{кин}} \ll A, \qquad (48.3)$$

электронные волны будут испытывать на границах потенциальной ямы полное внутреннее отражение и, аналогично световым волнам (см. § 5), практически не просачиваются наружу. В качестве первого приближения, дающего основные характеристики движения свободных электронов в металле, рассмотрим одномерный «ящик» с энергетически бесконечно высокими стенками ($A \to \infty$), изображенный схематически на рис. 2.14. ψ-функция отлична от нуля внутри такого ящика и равна тождественно нулю за его пределами и на самой границе, т. е. там, где электрон не может быть обнаружен.

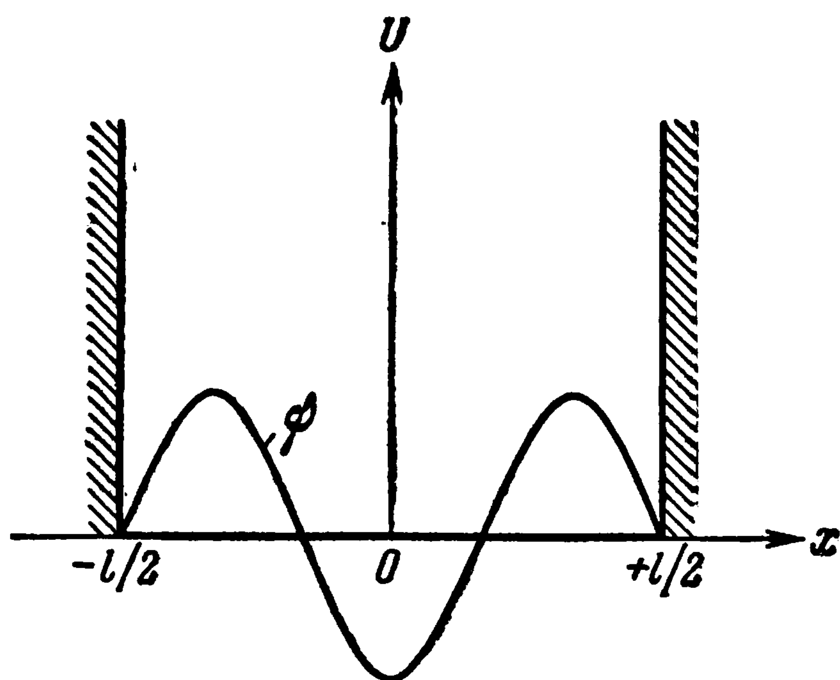


Рис. 2.14.

Двигаясь свободно внутри ящика ($U = 0$), электрон должен сохранять свой импульс $p_x = \text{const} = p$ и описываться плоской волной типа (47.2). Однако при столкновении со стенкой импульс должен изменить свой знак на обратный $p_x = -p$. Вероятности обоих значений импульса $\pm p$ одинаковы, и в соответствии с правилами (47.9) и (47.10) ψ-функция электрона в ящике должна быть суперпозицией двух плоских волн типа (47.4) с противоположными знаками у p_x и одинаковыми квадратами амплитуд $|c_1|^2 = |c_2|^2$, т. е. $c_1 = \pm c_2$. Поэтому

$$\psi = \psi_1 \pm \psi_2 =$$

$$= c\left\{e^{-\frac{i}{\hbar}(Et-px)} \pm e^{-\frac{i}{\hbar}(Et+px)}\right\} =$$

$$= ce^{-\frac{2\pi i}{h}Et}\left\{\begin{matrix}\cos\\ \sin\end{matrix}\right\}\left(\frac{2\pi px}{h}\right). \qquad (48.4)$$

Легко проверить прямой подстановкой, что это выражение ψ есть частное решение уравнения Шредингера (47.23) для рассматриваемого случая, т. е. когда в области, где $\psi \neq 0$, потенциальная энергия $U(x, y, z) = 0$. Комплексный множитель $ce^{-\frac{2\pi i}{h}Et}$ показывает, что волновая функция ψ есть периодическая функция времени и частоты $\nu = \frac{E}{h}$.

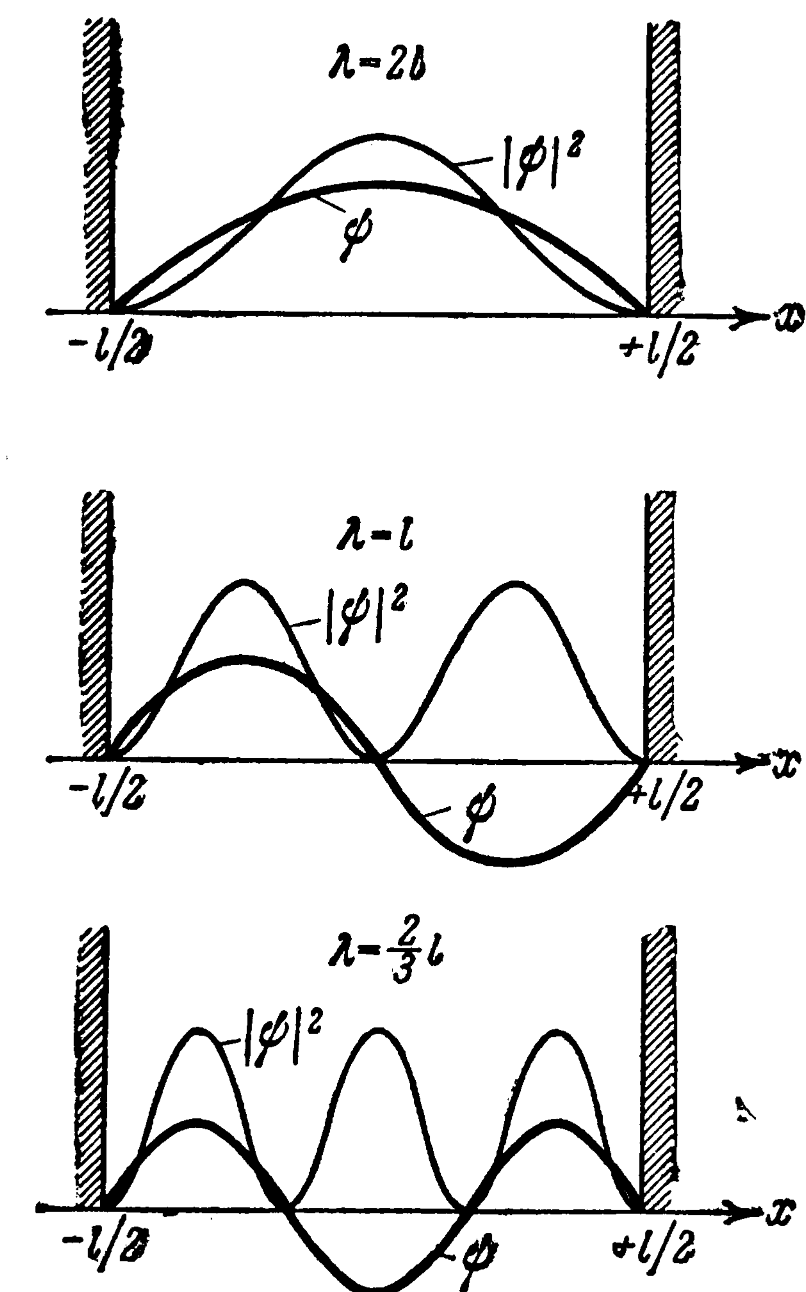


Рис. 2.15.

Однако непосредственный физический смысл имеет не сама ψ-функция, а квадрат ее модуля $|\psi|^2$, дающий плотность вероятности обнаружения электрона ($|\psi|^2 dV$ есть вероятность его обнаружения в объеме dV, см. § 46). Квадрат модуля комплексного множите-

ля есть постоянная, равная

$$ce^{-\frac{2\pi i}{h}Et}c^*e^{+\frac{2\pi i}{h}Et}=cc^*=|c|^2.$$

Следовательно, функция (48.4) описывает стационарное состояние, в котором распределение вероятности обнаружения электрона в разных участках внутри ящика $|\psi|^2$ остается неизменным с течением времени.

Второй сомножитель в (48.4), cos или sin от аргумента

$$\frac{2\pi px}{h}=2\pi\frac{x}{\lambda},$$

характеризует стоячую волну с длиной $\lambda=\frac{h}{p}$, образовавшуюся в результате наложения двух противоположно направленных бегущих волн (47.4). На стенках ящика ψ-функция должна обращаться в нуль, т. е. эти точки должны быть узлами стоячей волны. Для того чтобы удовлетворить последнему условию, на длине ящика l должно укладываться целое число ($n=1, 2, 3, 4,\ldots$) полуволн, т. е.

$$l=n\frac{\lambda_n}{2} \quad \text{или} \quad \lambda_n=\frac{2l}{n}. \qquad (48.5)$$

Числа n называются «квантовыми» числами. На рис. 2.15 изображены жирными линиями три волны, соответствующие состояниям с наименьшим числом узлов ψ-функции в ящике ($n=1$, $n=2$ и $n=3$). Тонкими линиями на том же рисунке показана плотность вероятности обнаружения электрона, описываемого соответствующей ψ-функцией, в различных точках внутри ящика, т. е. функция $|\psi|^2$.

Каждой длине волны λ_n отвечает значение величины импульса

$$p_n=\frac{h}{\lambda_n}=n\frac{h}{2l} \qquad (48.6)$$

и полная энергия электрона

$$E_n=\frac{p_n^2}{2m}=n^2\frac{h^2}{8ml^2}. \qquad (48.7)$$

Схема этих энергетических уровней изображена на рис. 2.16. При малых n уровни расположены очень густо, но с ростом номера уровня расстояния между ними расширяются.

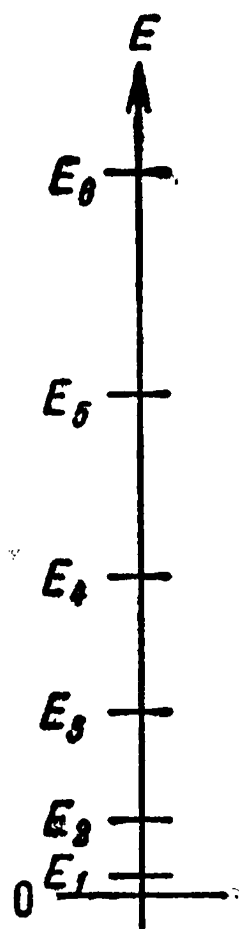


Рис. 2.16.

Рассмотренная задача об одномерном ящике сама по себе интересна лишь в том смысле, что показывает различие между движением классической и квантовой частицы. Мы разобрали ее, не прибегая непосредственно к решению уравнения Шредингера. Перейдем теперь к рассмотрению физически интересной задачи об электроне в реальном трехмерном ящике. Для электрона малой энергии таким ящиком является брусок металла в виде параллелепипеда с ребрами длиной l_1, l_2, l_3. В этом случае ψ-функция должна представлять собой трехмерную волну, которая за пределами ящика, а значит, и на его границах, должна обращаться в нуль. Таким образом, имеем граничные условия — функция $\psi(x, y, z, t)$ при значениях координат $x=\pm l_1/2$, $y=\pm l_2/2$, $z=\pm l_3/2$ равна нулю:

$$\psi\left(\pm\frac{l_1}{2}, y, z, t\right)=\psi\left(x, \pm\frac{l_2}{2}, z, t\right)=\psi\left(x, y, \pm\frac{l_3}{2}, t\right)=0. \qquad (48.8)$$

Для нахождения волновой функции, описывающей стационарное состояние электрона, нужно решить уравнение Шредингера (47.23), с учетом граничных условий (48.8); зависимость волновой функции от времени определяется уравнением (47.22).

Функция ψ зависит от четырех переменных: x, y, z и t. Мы будем искать ее в виде произведения четырех функций, каждая из которых зависит только от одной переменной

$$\psi(x, y, z, t) = X(x)\cdot Y(y)\cdot Z(z)\cdot T(t). \tag{48.9}$$

Начнем с определения зависимости ψ-функции от времени. Подставляя (48.9) в (47.22) и сокращая на $X(x)\cdot Y(y)\cdot Z(z)$, получим

$$i\hbar\frac{dT}{dt} = ET. \tag{48.10}$$

Мы заменили здесь частную производную $\frac{\partial}{\partial t}$ на $\frac{d}{dt}$ в силу того, что T есть функция только t. Разделяя переменные, получаем

$$\frac{dT}{T} = \frac{1}{i\hbar}E\,dt = -\frac{i}{\hbar}E\,dt,$$

откуда

$$T(t) = c\cdot e^{-\frac{i}{\hbar}Et}. \tag{48.11}$$

Переходим к решению уравнения Шредингера (47.23). В нашем случае потенциальная энергия электрона в ящике постоянна и, следовательно, может быть принята равной нулю. Значит, уравнение Шредингера запишется так:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)X(x)\cdot Y(y)\cdot Z(z) = EX(x)\,Y(y)\,Z(z). \tag{48.12}$$

Поскольку $U=0$, полная энергия совпадает с кинетической:

$$E = \frac{p^2}{2m} = \frac{p_x^2+p_y^2+p_z^2}{2m}. \tag{48.13}$$

Подставляя это в (48.12) и деля все уравнение на $\hbar^2/2m$, получим

$$-YZ\frac{\partial^2 X}{\partial x^2} - XZ\frac{\partial^2 Y}{\partial y^2} - XY\frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} = \left(\frac{p_x^2}{\hbar^2}+\frac{p_y^2}{\hbar^2}+\frac{p_z^2}{\hbar^2}\right)XYZ.$$

Это уравнение удобно переписать так:

$$YZ\left(\frac{\partial^2 X}{\partial x^2}+\frac{p_x^2}{\hbar^2}X\right)+XZ\left(\frac{\partial^2 Y}{\partial y^2}+\frac{p_y^2}{\hbar^2}Y\right)+XY\left(\frac{\partial^2 Z}{\partial z^2}+\frac{p_z^2}{\hbar^2}Z\right)=0. \tag{48.14}$$

Оно будет удовлетворено, если каждая из скобок в отдельности будет равна нулю. Заменяя $\frac{\partial^2}{\partial x^2}, \ldots$ на $\frac{d^2}{dx^2}, \ldots$ (по той же причине, что и в случае уравнения (47.10)), получим три обыкновенных дифференциальных урав-

нения с граничными условиями, следующими из (48.8):

$$\frac{d^2X}{dx^2}+\frac{p_x^2}{\hbar^2}X=0, \qquad X(\pm l_1/2)=0; \qquad (48.15а)$$

$$\frac{d^2Y}{dy^2}+\frac{p_y^2}{\hbar^2}Y=0, \qquad Y(\pm l_2/2)=0; \qquad (48.15б)$$

$$\frac{d^2Z}{dz^2}+\frac{p_z^2}{\hbar^2}Z=0, \qquad Z(\pm l_3/2)=0. \qquad (48.15в)$$

По форме каждое из этих уравнений тождественно с уравнением гармонических колебаний (коэффициенты перед X, Y, Z положительны!), решения которого нам известны (см. т. I) Мы выпишем их в виде

$$X(x)=a_1\cos\frac{p_x}{\hbar}x+b_1\sin\frac{p_x}{\hbar}x, \qquad (48.16а)$$

$$Y(y)=a_2\cos\frac{p_y}{\hbar}y+b_2\sin\frac{p_y}{\hbar}y, \qquad (48.16б)$$

$$Z(z)=a_3\cos\frac{p_z}{\hbar}z+b_3\sin\frac{p_z}{\hbar}z. \qquad (48.16в)$$

Поскольку знаки постоянных b_i не определены, будем считать $p_x, \ldots$ всегда положительными.

Постоянные a_i и b_i должны определяться так, чтобы можно было удовлетворить граничные условия: нужно учесть, что синус и косинус одного и того же аргумента никогда одновременно в нуль не обращаются. Это значит, что если $a_i \neq 0$, то $b_i=0$ и наоборот. Следовательно, получаем два типа независимых решений — симметричное, когда $b=0$ и решение есть четная функция своего аргумента, и антисимметричное, когда $a=0$ и решение есть нечетная функция своего аргумента.

Особенно интересно то, что наличие граничных условий допускает для составляющих импульса лишь дискретный ряд возможных значений.

Для симметричного решения $X(x)$ граничные условия

$$\cos\left(\pm\frac{p_x}{\hbar}\cdot\frac{l_1}{2}\right)=0 \qquad (48.17)$$

удовлетворяются, когда аргумент косинуса равен нечетному числу $\pi/2$:

$$\frac{p_x}{\hbar}\cdot\frac{l_1}{2}=n_1\frac{\pi}{2}, \quad \text{где} \quad n_1=1, 3, 5, \ldots, \qquad (48.18а)$$

откуда допустимый ряд значений составляющей импульса p_x

$$p_{xn_1}=\frac{\pi\hbar}{l_1}n_1=\frac{h}{2l_1}n_1 \qquad (n_1=1, 3, 5, \ldots). \qquad (48.18б)$$

Аналогично граничные условия для антисимметричного решения $X(x)$

$$\sin\left(\pm\frac{p_x}{\hbar}\cdot\frac{l_1}{2}\right)=0 \qquad (48.19)$$

удовлетворяются при

$$\frac{p_x}{\hbar}\cdot\frac{l_1}{2}=n_2\frac{\pi}{2}, \quad \text{где} \quad n_2=2, 4, 6, \ldots, \qquad (48.20а)$$

что приводит к возможным значениям составляющей p_x:

$$p_{xn_2}=\frac{\pi\hbar}{l_1}n_2=\frac{h}{2l_1}n_2 \qquad (n_2=2,\ 4,\ 6,\ \ldots). \tag{48.20б}$$

Значение $n_2=0$ обращает волновую функцию в нуль не только на границах, но и во всей области, что означает отсутствие электрона. Следовательно, значение $n_2=0$ недопустимо.

Таким образом, x-составляющая импульса электрона может принимать значения

$$p_x=\frac{h}{2l_1}n \qquad (n=1,\ 2,\ 3,\ \ldots), \tag{48.21}$$

где квантовое число n — любое целое положительное число, но не нуль.

Возможные значения составляющих импульса по двум другим осям находятся аналогично:

$$p_y=\frac{h}{2l_2}k \qquad (k=1,\ 2,\ 3,\ \ldots), \tag{48.22}$$

$$p_z=\frac{h}{2l_3}s \qquad (s=1,\ 2,\ 3,\ \ldots). \tag{48.23}$$

Энергия электрона, выражающаяся через составляющие импульса согласно (48.13), будет, таким образом, определяться значением трех квантовых чисел n, k и s:

$$E_{nks}=\frac{p_{xn}^2+p_{yk}^2+p_{zs}^2}{2m}=\frac{h^2}{8m}\left(\frac{n^2}{l_1^2}+\frac{k^2}{l_2^2}+\frac{s^2}{l_3^2}\right), \qquad n,\ k,\ s=1,\ 2,\ 3,\ \ldots \tag{48.24}$$

Эти квантовые числа могут принимать порознь, независимо друг от друга, любые положительные целочисленные значения, но не нуль.

Замечательно, что наименьшая возможная энергия электрона в металле не равна нулю. Определим ее для случая, когда брусок металла представляет собой куб с ребром в 1 *см*:

$$l_1=l_2=l_3=1\ \text{см}. \tag{48.25}$$

Полагая $n=k=s=1$, найдем

$$E_{111}=\frac{3h^2}{8m}\approx 1{,}81\cdot 10^{-33}\ \text{дж}=1{,}13\cdot 10^{-14}\ \text{эв}. \tag{48.26}$$

В этой области расстояние между энергетическими уровнями чрезвычайно мало:

$$E_{112}=E_{121}=E_{211}=\frac{h^2}{8m}(1+1+2^2)\approx 2{,}26\cdot 10^{-14}\ \text{эв}. \tag{48.27}$$

В металлах плотность электронного газа ν $10^{21}=10^{22}$ *электрон/см*^{3}. Интересно оценить по нашей модели энергию уровня Ферми (т. е. энергию наивысшего занятого уровня при $T=0°$K, когда все без исключения нижние уровни заняты). Учитывая, что в силу принципа Паули каждое состояние с данными значениями n, k, s может быть занято лишь двумя электронами, отличающимися направлением спина, и положив для удобства оценки $\nu=2\cdot 8\cdot 10^{21}$ *электрон/см*^{3}, найдем следующее. Уровню Ферми отвечают значения квантовых чисел $n=k=s=q=(8\cdot 10^{21})^{1/3}=2\cdot 10^7$. Таким образом, энергия электронов на уровне Ферми равна

$$E_{qqq}=\frac{3h^2}{8m}(2\cdot 10^7)^2\approx 4{,}5\ \text{эв}. \tag{48.28}$$

Можно показать, что эта величина не зависит от размеров куска металла и определяется только плотностью электронного газа в нем.

Для перехода с уровня Ферми на ближайший свободный уровень (в зону проводимости) электрону необходимо сообщить энергию

$$E_{qq(q+1)}-E_{qqq}=\frac{h^2}{8m}[(2\cdot 10^7+1)^2-(2\cdot 10^7)^2]=\frac{h^2}{8m}\cdot 4\cdot 10^7\approx 1{,}52\cdot 10^{-7}\ \textit{эв}. \quad (48.29)$$

Средняя кинетическая энергия теплового движения атомов при комнатной температуре $\frac{3}{2}kT\approx 0{,}04$ *эв*. Отсюда следует, что электроны в окрестностях уровня Ферми могут участвовать в тепловом движении, легко переходя с одного уровня на другой, т. е. в этом смысле обладают большой подвижностью. Однако участвовать в этом движении может лишь очень малая часть электронов, примерно несколько тысячных от их общего числа. Это — электроны, энергетические уровни которых расположены достаточно близко к уровню Ферми. Для большей их части энергии теплового движения недостаточно, чтобы позволить им перейти на свободный уровень. Этим и объясняется ничтожная теплоемкость электронного газа в металлах (см. т. II, § 21).

Пример 2. Ротатор. Представим себе частицу с массой m, обладающую одной степенью свободы и способную вращаться со скоростью v по окружности постоянного радиуса r, т. е. ротатор. Если частица квантовая, то по этой окружности будет распространяться волна де Бройля. Ее ψ-функция зависит от аргумента φ — угла поворота вдоль окружности:

$$\psi=Ae^{il\varphi}. \quad (48.30)$$

Угол φ может изменяться от $-\infty$ до $+\infty$. Однако поворот на 2π означает возвращение в исходную точку и ψ-функция должна вернуться к первоначальному значению. Иными словами, должно выполняться соотношение

$$e^{il(\varphi+2\pi)}=e^{il\varphi},$$

или

$$e^{il2\pi}=1.$$

Но

$$e^{il2\pi}=\cos(l2\pi)+i\sin(l2\pi).$$

Легко видеть, что два равенства

$$\cos(l2\pi)=1 \quad \text{и} \quad \sin(l2\pi)=0$$

выполняются одновременно, если l целое число:

$$l=0,\ \pm 1,\ \pm 2,\ \pm 3,\ \ldots \quad (48.31)$$

Путь s, проходимый частицей по ее траектории, связан с углом поворота φ равенством

$$s=r\varphi. \quad (48.32)$$

Момент импульса $\mathbf{L}$ корпускулы, обладающей массой m, скоростью $\mathbf{v}$ и вращающейся по окружности радиуса $\mathbf{r}$, равен

$$L=rmv=rp. \quad (48.33)$$

При указанном вращении корпускулы вектор импульса все время поворачивается, т. е. не является постоянным, в то время как вектор момента импульса остается неизменным. Поэтому для решения квантовой задачи о ротаторе нужно получить выражение оператора момента импульса $\hat{\mathbf{L}}$, который позволит с помощью ψ-функции найти численные значения величины момента импульса квантовой частицы. Оператор $\hat{\mathbf{L}}$, точнее, оператор

проекции момента, получится, если в классическом выражении для момента (48.33) заменить величину p ее оператором, уже известным (см. (47.6)):

$$\hat{L}_s = r\hat{p}_s = r\left(-i\hbar\frac{\partial}{\partial s}\right).$$

Замечая, что, согласно (48.32),

$$\frac{\partial}{\partial s} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial \varphi},$$

получаем окончательно:

$$\hat{L}_\varphi = -i\hbar\frac{\partial}{\partial \varphi}. \tag{48.34}$$

Значение момента импульса ротатора получим, действуя оператором на волновую функцию ротатора (48.30):

$$\hat{L}_\varphi \psi = -i\hbar\frac{\partial}{\partial \varphi}(Ae^{il\varphi}) = l\hbar\psi. \tag{48.35}$$

Таким образом, момент импульса жесткого одномерного ротатора равен:

$$L_\varphi = l\hbar. \tag{48.36}$$

Для того чтобы определить возможные энергии ротатора, вычислим, как выражается эта энергия через момент импульса L в классическом случае. Учитывая (48.33), имеем:

$$E = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{L^2}{2mr^2} = \frac{L^2}{2J}, \tag{48.37}$$

где mr^2 в знаменателе есть момент инерции ротатора J. Подставляя в (48.37) возможные при квантовом рассмотрении значения момента импульса жесткого одномерного ротатора, получим:

$$E_l = l^2\frac{\hbar^2}{2J}. \tag{48.38}$$

Точный расчет, следующий из решения уравнения Шредингера для пространственного ротатора, показывает, что в этом случае вместо l^2 следует писать $l(l+1)$, так что

$$E_l = l(l+1)\frac{\hbar^2}{2J}. \tag{48.39}$$

Дискретность уровней энергии ротатора существенно сказывается на ряде явлений при низких температурах.

Имеем:

$$E_0 = 0, \quad E_1 = \frac{\hbar^2}{J}.$$

Следовательно, минимальная энергия E_1, которая необходима для возбуждения вращательной степени свободы, обратно пропорциональна моменту инерции J и при очень малом J может оказаться очень большой. Для двухатомной молекулы («гантельки») момент инерции относительно оси, проходящей через центры атомов, столь мал, что $E_1 \gg kT$, и эта степень свободы при тепловом движении не возбуждается. При малых температурах прекращается вращение и относительно других осей — вращательные степени свободы «вымерзают», что приводит к соответствующему уменьшению теплоемкости (см. т. I, § 33).

Пример 3. Одномерный осциллятор. Гармонический осциллятор с массой m, кроме кинетической энергии, обладает и потенциальной энергией. Для одномерного осциллятора (см. т. I, § 52) эта потенциальная энергия является квадратичной функцией смещения x из положения равновесия:

$$U(x)=\frac{1}{2}kx^2. \qquad (48.40)$$

Вид этой функции показан на рис. 2.17.

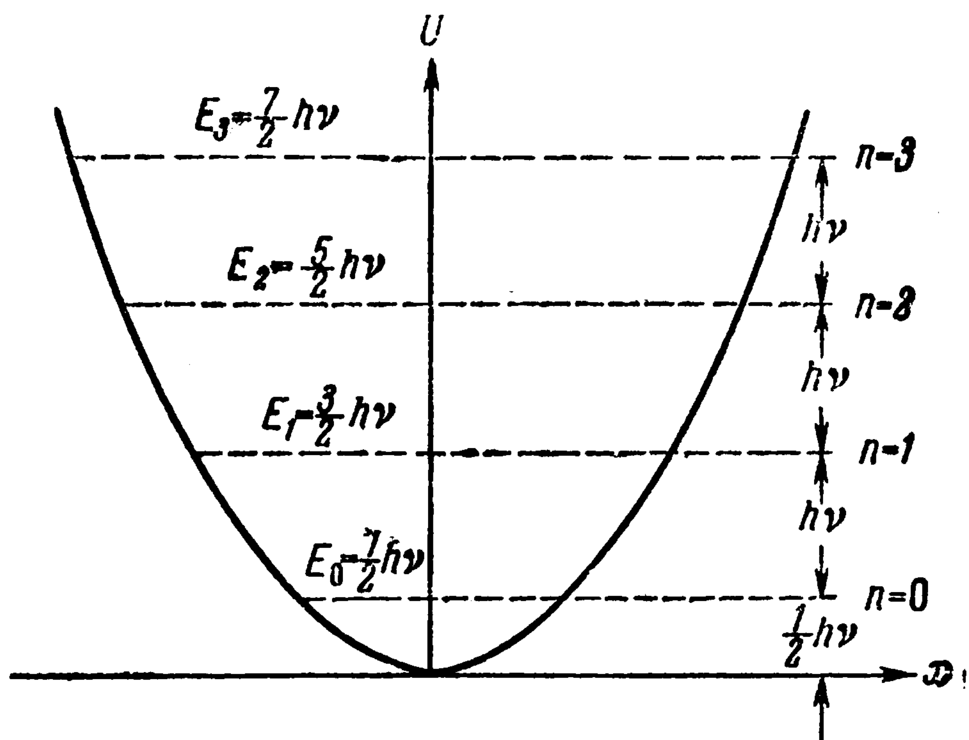


Рис. 2.17.

Кинетическая энергия при одномерном движении

$$K=\frac{p_x^2}{2m}. \qquad (48.41)$$

В классической механике такой осциллятор совершает гармонические колебания с собственной частотой

$$\nu=\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{m}}. \qquad (48.42)$$

Амплитуда колебаний A и полная энергия $E\sim A^2$ могут принимать любые значения от 0 до ∞.

В квантовой механике ψ-функция и возможные значения энергии определяются из уравнения Шредингера

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\psi}{dx^2}+\frac{1}{2}kx^2\psi=E\psi. \qquad (48.43)$$

Это уравнение необходимо решить точно, так как различные элементарные соображения, использованные в предыдущих примерах, здесь оказываются несостоятельными из-за наличия переменной потенциальной энергии (48.40).

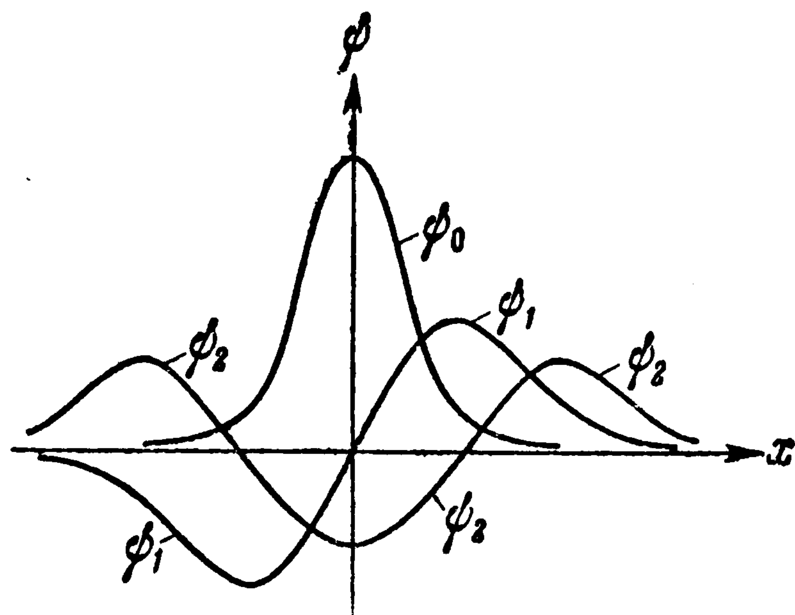


Рис. 2.18.

В классической механике осциллятор, обладающий энергией E_1, имеет амплитуду $A_1=\sqrt{\frac{2E_1}{k}}$ и координата колеблющейся частицы всегда заключена в интервале

$$-A_1\leqslant x\leqslant +A_1.$$

В квантовой механике ψ-функция осциллятора отлична от нуля и вне этих пределов. Единственным условием, наложенным на ψ-функцию, является достаточно быстрое убывание вероятности обнаружения осциллятора далеко от положения равновесия, т. е.

$$\text{при } x\to\pm\infty,\ \psi(x)\to 0. \qquad (48.44)$$

В результате решения уравнения (48.43) с граничным условием (48.24) оказывается, что энергия осциллятора может принимать лишь дискретные

значения:

$$E_n=\left(n+\frac{1}{2}\right)h\nu,\quad n=0,\ 1,\ 2,\ 3,\ \ldots \tag{48.45}$$

Эти возможные уровни энергии показаны на рис. 2.17 пунктиром. На рис. 2.18 приведен вид волновых функций ψ_0, ψ_1 и ψ_2 для первых трех значений энергии.

Минимальная энергия осциллятора оказывается не равной нулю, как это получалось при классическом рассмотрении. Ее значение

$$E_0=\frac{1}{2}h\nu. \tag{48.46}$$

Далее все энергетические ступеньки имеют одну и ту же высоту

$$E_{n+1}-E_n=\left(n+1+\frac{1}{2}\right)h\nu-\left(n+\frac{1}{2}\right)h\nu=h\nu. \tag{48.47}$$

Как показывает дальнейший теоретический анализ, квантовый электрический осциллятор (диполь) может при взаимодействии с электромагнитным полем переходить лишь на соседние уровни — вверх (с поглощением фотона) или вниз (с испусканием). При этом частота фотона равна собственной частоте осциллятора ν, а его энергия равна разности энергий между двумя соседними уровнями осциллятора, т. е. $h\nu$. Таким образом, осциллятор частоты ν испускает излучение той же частоты ν, как и в классической теории. Существенное различие состоит в механизме излучения: классический осциллятор испускает излучение непрерывно, постепенно затухая при этом.

Квантовый осциллятор в стационарном состоянии совершает колебания, ничего не излучая. Излучение возникает лишь при переходе осциллятора из данного энергетического состояния в ближайшее нижнее. При этом вся энергия, теряемая осциллятором, отдается с одним единственным, возникающим в момент перехода фотоном. Будучи в состоянии с минимальной энергией $E_0=\frac{1}{2}h\nu$, осциллятор колеблется, но излучения испустить не может.

То же относится к поглощению излучения. Классический осциллятор способен черпать энергию из поля излучения непрерывно, так же непрерывно увеличивая амплитуду колебаний. Квантовый осциллятор поглощает излучение (частоты ν) порциями, поднимаясь скачком на ближайший энергетический уровень.

ГЛАВА XIV

СТРОЕНИЕ И СПЕКТРЫ АТОМОВ

§ 49. Водородоподобный атом

Рассмотрим движение электрона с зарядом $-e$ в поле ядра. Заряд ядра обозначим через $+Ze$. При $Z = 1$ будем иметь простейший атом водорода H. Значение $Z = 2$ соответствует однократно ионизованному иону гелия He^{+}, значение $Z = 3$ — дважды ионизованному атому лития Li^{++} и т. д. Рассмотрение такого водородоподобного атома (с одним только электроном) представляет интерес и для качественного анализа поведения внешнего валентного электрона щелочных металлов и свойств самых внутренних, ближайших к ядру, электронов сложных атомов.

Благодаря очень большой по сравнению с электроном массе ядра последнее можно считать в первом приближении неподвижным. Размеры ядра ($\sim 10^{-12}$— 10^{-13} *см*) во много раз меньше размеров атома ($\sim 10^{-8}$ *см*), и ядро можно при этом рассматривать как точечный заряд. Поместим начало координат в этой точке. Точечный заряд $+Ze$ будет создавать вокруг себя электрическое поле, потенциал которого φ на расстоянии r от ядра равен:

$$\varphi = \frac{Ze}{r}. \qquad (49.1)$$

Электрон, находящийся в этой точке, имеет потенциальную энергию

$$U(r) = -e\varphi = -\frac{Ze^2}{r}. \qquad (49.2)$$

При этом произвольная постоянная выбрана так, чтобы потенциальная энергия взаимодействия электрона с ядром обращалась в нуль, когда расстояние между ними равно бесконечности ($U(\infty) = 0$).

Подставляя выражение для потенциальной энергии (49.2) в уравнение Шредингера (47.23) и решая последнее, можно найти волновые функции и значения энергии в стационарных состояниях

атома. Однако аналитическое решение получающегося дифференциального уравнения в частных производных весьма громоздко и выходит за пределы нашего курса. Сложный волновой процесс, представляющий пространственное движение электрона в поле ядра, не допускает простой наглядной интерпретации.

В силу этих причин мы ограничимся не претендующей на точность упрощенной картиной движения электрона в атоме. Истинную пространственную электронную волну заменим линейной волной вдоль замкнутой орбиты. Это приближение позволяет дать наглядное представление о причинах, в силу которых электрон в атоме может иметь лишь дискретный спектр значений энергии (первый постулат Бора). Кроме того, оно дает численные значения энергетических уровней водородоподобного атома и спектральных частот излучения с довольно большой точностью (за исключением так называемой тонкой структуры спектральных линий).

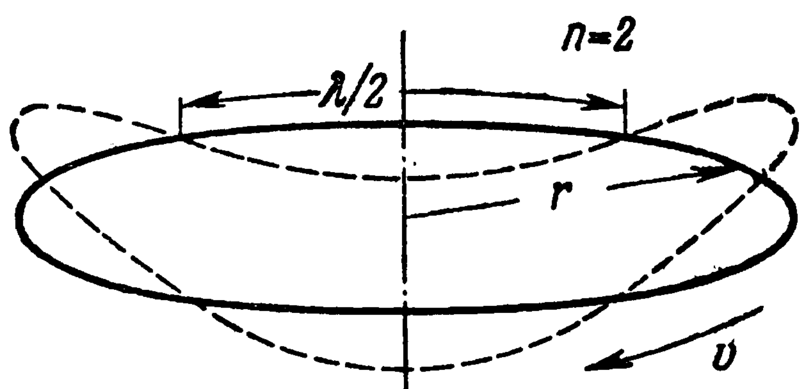


Рис. 2.19.

В § 46 приводилась оценка, показывавшая, что электрон нельзя представлять в виде корпускулы, движущейся по определенной траектории — орбите. В качестве следующего, более разумного приближения будем считать областью локализации электрона всю окружность радиуса r с центром в ядре, изображенную на рис. 2.19. При круговой скорости электрона v по орбите движется волна де Бройля, показанная на том же рис. 2.19. Волновая функция изображена символически отклонением пунктирной линии от сплошной. Замкнутость траектории, вдоль которой распространяется волна, накладывает на волновое движение ограничения, подобные тем, которые накладываются закреплением концов струны (см. т. I, § 59). Концы струны должны быть узлами стоячей волны, возможной на закрепленной струне. Следовательно, вдоль струны должно укладываться целое число полуволн. Для того чтобы прийти к интересующему нас случаю, представим струну длины l не закрепленной на концах, а согнутой в кольцо с соединенными концами. Теперь концы струны, будучи связаны между собой, должны колебаться одинаково. Это значит, что фазы этих точек должны отличаться на целое число 2π, т. е. на $n \cdot 2\pi$. Следовательно, устойчивое волновое движение на кольцевой струне возможно, если вдоль струны укладывается целое число волн, т. е. $n\lambda$. Итак, в стационарном состоянии длина волны

$$\lambda = \frac{h}{mv} \quad (49.3)$$

должна укладываться целое число раз ($n = 1, 2, 3, \ldots$) вдоль орбиты длиной $2\pi r$. Следовательно,

$$2\pi r = n\frac{h}{mv}$$

или

$$mvr = n\frac{h}{2\pi} = n\hbar. \tag{49.4}$$

Это условие тождественно с первым постулатом Бора. В это уравнение входят две неизвестные величины v и r. Для их нахождения нужно еще одно условие. Вдоль всей орбиты $r = \text{const}$, следовательно, значение электрического потенциала одинаково. Следовательно, условие (46.9) соблюдено и можно воспользоваться классическим вторым законом динамики. При движении вдоль окружности со скоростью v центростремительное ускорение равно $\frac{v^2}{r}$. Произведение массы частицы m на это ускорение должно быть равно силе, испытываемой ею со стороны заряженного ядра: $\frac{Ze^2}{r^2}$. Стало быть, второе условие имеет вид

$$\frac{Ze^2}{r^2} = \frac{mv^2}{r}$$

или, после сокращения на r:

$$\frac{Ze^2}{r} = mv^2. \tag{49.5}$$

Таким образом, имеются необходимые два уравнения —(49.4) и (49.5)—для нахождения v и r. Для нахождения r исключим v из уравнений (49.4) и (49.5). Из (49.4) имеем:

$$v = \frac{n\hbar}{mr}. \tag{49.6}$$

Подставляя (49.6) в (49.5), находим:

$$\frac{Ze^2}{r} = m\frac{n^2\hbar^2}{m^2r^2},$$

откуда

$$r_n = n^2\frac{\hbar^2}{mZe^2}, \tag{49.7}$$

где у r стоит индекс n, так как r есть функция только n (множитель при n^2 — постоянная величина), принимающего значения $1, 2, 3, \ldots$

Получаем таким образом дискретный ряд возможных орбит, которые, по Бору, будем называть разрешенными. Найдем радиус первой, наименьшей разрешенной орбиты атома водорода ($Z=1$):

$$r_1 = \frac{\hbar^2}{me^2} = \frac{(1{,}054)^2\cdot 10^{-54}}{9{,}1\cdot 10^{-28}\,(4{,}80)^2\cdot 10^{-20}}\left[\frac{(эрг\cdot сек)^2}{г\cdot г\cdot см^3/сек^2}\right] =$$

$$= 0{,}529\cdot 10^{-8}\ см = 0{,}529\ \text{Å}. \qquad (49.8)$$

Из (49.7) следует, что для водорода

$$r_n = n^2 r_1 = n^2\cdot 0{,}529\ \text{Å}. \qquad (49.9)$$

Таким образом, радиусы разрешенных орбит растут как квадраты целых чисел. Диаметр атома водорода при $n=1$ составляет около 1 Å, что совпадает с опытом.

Для определения значений энергий на разрешенных орбитах вернемся к уравнению (49.5). Величина, стоящая справа, mv^2, есть удвоенная кинетическая энергия $K=\frac{mv^2}{2}$ электрона. Согласно (49.2), левая часть представляет собой потенциальную энергию электрона $U(r)$ с обратным знаком: $\frac{Ze^2}{r} = -U(r)$. Таким образом, соотношение (49.5) можно представить в таком виде (для электрона на орбите!):

$$-U = 2K,$$

или

$$K = -\frac{1}{2}U. \qquad (49.10)$$

Полная энергия электрона E есть сумма K и U. Учитывая (49.10), получаем:

$$E = K + U = -\frac{1}{2}U + U = \frac{1}{2}U. \qquad (49.11)$$

Подставляя сюда значение U из (49.2), находим:

$$E = -\frac{Ze^2}{2r}. \qquad (49.12)$$

Таким образом, важная для дальнейшего величина — энергия электрона, движущегося стационарно в поле ядра,— выражается через уже найденные значения радиуса его орбиты r.

Поскольку радиусы стационарных («разрешенных») орбит образуют дискретную последовательность, значения энергий электрона, движущегося стационарно в поле ядра, также образуют не непрерывную последовательность, но дискретный ряд (отвечающий ряду возможных значений r). Для определения

этой энергии E_n можем воспользоваться выражением (49.7):

$$E_n = -\frac{Ze^2}{2r_n} = \frac{mZ^2e^4}{2n^2\hbar^2} = -\frac{1}{n^2}Z^2\frac{me^4}{2\hbar^2} = -\frac{1}{n^2}Z^2\cdot 13{,}598\ \text{эв}^{*}). \quad (49.13)$$

При выбранной в (49.2) нормировке потенциальной энергии ($U = 0$, когда расстояние между частицами $r = \infty$) возможные значения полной энергии в стационарных состояниях атома E_n отрицательны. Наинизшему значению энергии электрона E_1 отвечает орбита с минимальным радиусом r_1, соответствующая невозбужденному состоянию атома. С ростом r_n (т. е. с ростом n), иначе — с переходом электрона на более далекие орбиты, его энергия возрастает. При $n \to \infty$ $r_n \to \infty$ и $E_n \to 0$. Но это означает состояние, в котором электрон бесконечно удален от ядра и перестал быть связанным с последним. Энергия, необходимая для того, чтобы оторвать электрон от атома, т. е. удалить его с первой орбиты на бесконечность, будет:

$$E_\infty - E_1 = -E_1 = Z^2\cdot 13{,}53\ \text{эв}. \quad (49.14)$$

Для водорода ($Z = 1$) эта величина представляет собой энергию ионизации невозбужденного атома и равна 13,53 *эв*. В более сложных атомах величина $-E_1$ характеризует минимальную энергию, необходимую для того, чтобы оторвать от атома ближайший к ядру электрон (пренебрегая взаимодействием с другими электронами, малым для внутреннего электрона). При $Z = 26$ (железо) $-E_1 = 9150$ *эв*, а при $Z = 92$ (уран) $-E_1 = 114\,000$ *эв*.

Большой интерес представляет собой минимальная энергия, необходимая для того, чтобы привести атом в возбужденное состояние. Эта энергия называется энергией возбуждения. Формула (49.13) позволяет вычислить энергию возбуждения только для водорода и одноэлектронных ионов. Для водорода:

$$E_2 - E_1 = \left(1 - \frac{1}{4}\right) 13{,}53\ \text{эв} = 10{,}15\ \text{эв}. \quad (49.15)$$

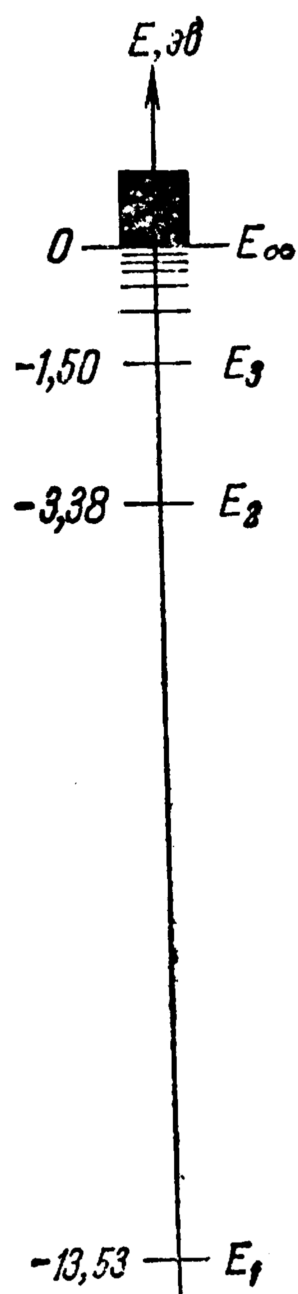


Рис. 2.20.

При столкновениях, в результате которых атом водорода получает энергию $<10{,}15$ *эв*, его внутренняя энергия не может измениться:

*) При учете движения ядра относительно центра тяжести системы ядро—электрон в формулу (49.13) должна входить приведенная масса электрона $\dfrac{m}{1+\dfrac{m}{M}}$, и числовой множитель оказывается равным 13,53 *эв*.

удар будет упругим. При комнатной температуре средняя кинетическая энергия движения частиц $\frac{3}{2}kT \approx 0{,}04$ *эв*. Эта величина много меньше не только энергии возбуждения водорода, но и других атомов. Следовательно, представление атомов в виде упругих шариков является при этой и других не слишком высоких температурах правильным. Величина $E_\infty = 0$ не является предельным значением возможной энергии системы ядро — электрон. Оторванный от ядра электрон может иметь любую кинетическую энергию. Следовательно, за $E_\infty = 0$ энергия может иметь любое положительное значение. Получившийся спектр энергий для атома водорода показан на рис. 2.20. При $E < 0$ (отрицательных энергиях, отвечающих связанному электрону) — это дискретный спектр, в котором отдельные значения располагаются все гуще при приближении к границе $E_\infty = 0$, отвечающей бесконечно удаленной орбите. Далее следует непрерывный спектр положительных энергий свободного электрона.

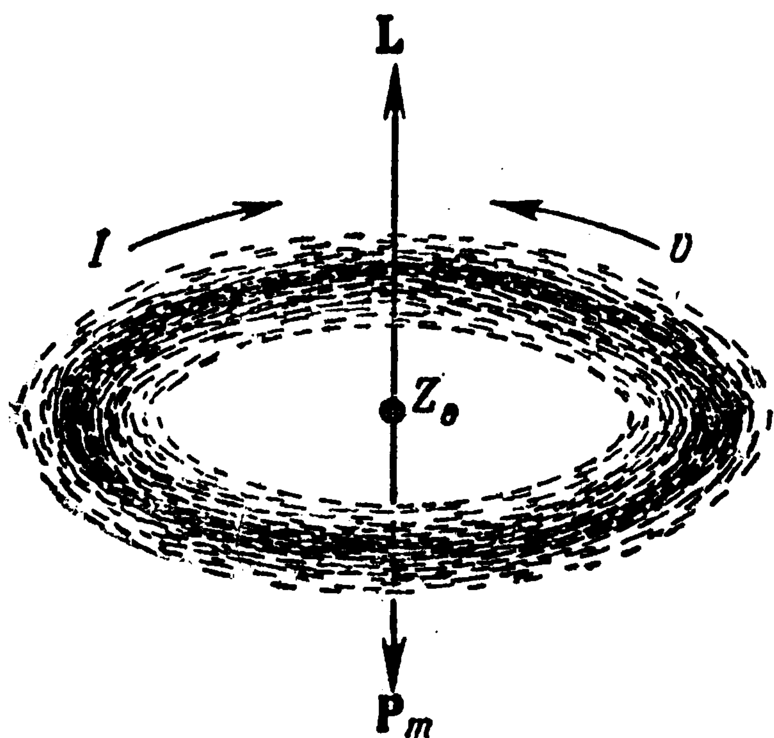


Рис. 2.21.

Таким образом, дискретность состояний атома, дискретность его спектра энергий выясняются как следствия волновых свойств электрона. Легко представить себе также, почему электрон, находясь на разрешенной орбите, не излучает. Действительно, движению на разрешенной орбите отвечает стационарная волна, амплитуда которой остается со временем неизменной. Каким бы ни было распределение заряда электрона в пространстве, т. е. как бы плотность заряда ни была связана с амплитудой волны де Бройля, очевидно, что неизменной волне должно отвечать неизменное распределение заряда. Таким образом, движение электрона вдоль орбиты следует уподоблять не вращению заряженной дробинки, а замкнутому постоянному электрическому току I. Такой вращающийся заряженный «обруч» (рис. 2.21), как указывалось в § 46 т. II, обладает механическим моментом количества движения, равным

$$L_{\text{мех}} = mvr = n\frac{h}{2\pi} = n\hbar, \tag{49.16}$$

и направленным в противоположную сторону постоянным магнитным моментом (так как заряд электрона отрицательный)

$$p_m = \frac{evr}{2c} = \frac{e}{2mc}L = n\hbar\frac{e}{2mc}, \tag{49.17}$$

кратным элементарному магнитному моменту

$$p_{m,1}=\frac{\hbar e}{2mc}=0{,}9273\cdot 10^{-20}\ \textit{гс}\cdot\textit{см}^3, \qquad (49.18)$$

называемому «магнетоном Бора». Такой микроскопический замкнутый ток создает вокруг себя постоянное магнитное поле. Отдельные заряженные элементы обруча de непрерывно вращаются, но распределение заряда в пространстве в целом остается неизменным, так что электрическое поле электрона также постоянно. Следовательно, электрон, находящийся на стационарной орбите, создает в пространстве постоянное, а не переменное электромагнитное поле, т. е. не излучает.

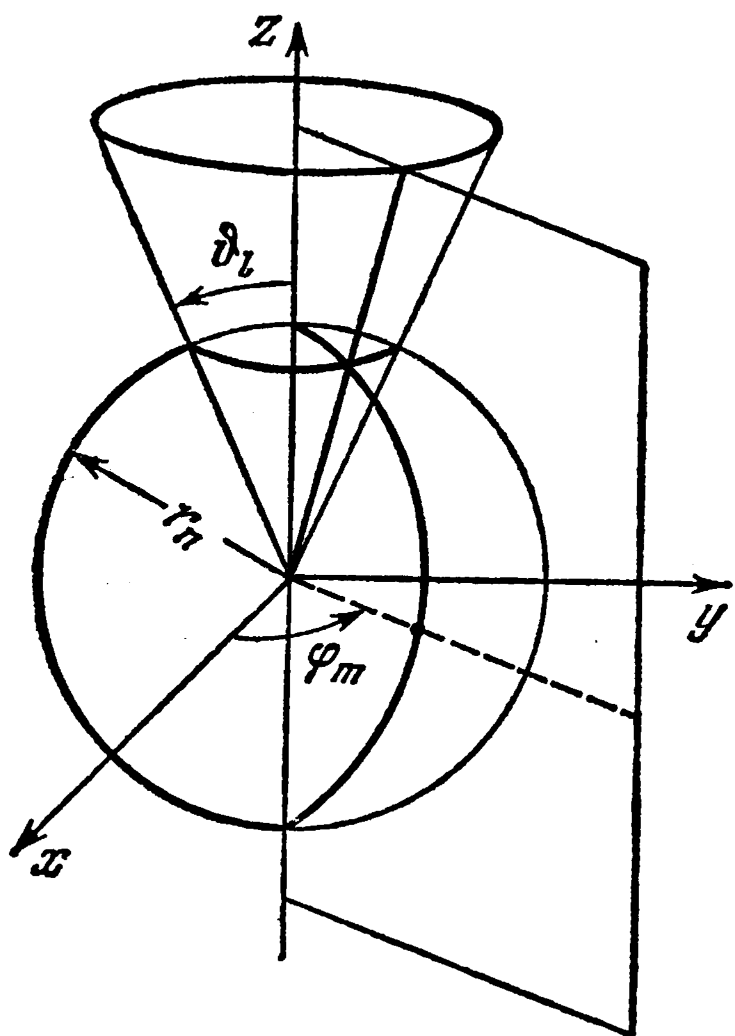


Рис. 2.22.

Приведенная в настоящем параграфе приближенная наглядная картина движения электрона в поле ядра нуждается в существенных уточнениях. Электрон, движущийся по круговой орбите, обладает лишь одной степенью свободы (угол поворота φ) и его состояние определяется одним квантовым числом n. Согласно первому постулату Бора, эта величина по формуле (49.4) характеризует момент количества движения электрона на орбите. В действительности такое представление совершенно неверно.

На самом деле ψ-функция, описывающая движение электрона в атоме, представляет собой не одномерную, а пространственную волну, соответствующую трем степеням свободы электрона в пространстве. Пространственная волна зависит от трех координат, например радиуса r и двух углов φ и ϑ. Вместо системы узлов по окружности, изображенных на рис. 2.19, в общем случае в пространстве волновая функция характеризуется тремя системами узловых поверхностей ($\psi(r,\ \vartheta,\ \varphi)=0$). Таковыми, например, являются сферы постоянного радиуса $r_n=\text{const}$, конусы постоянного угла раствора $\vartheta_l=\text{const}$ и плоскости $\varphi_m=\text{const}$, показанные на рис. 2.22. Каждая из этих систем характеризуется своим

квантовым числом n, l и m. Таким образом, и волновая функция $\psi_{n,l,m}(r, \vartheta, \varphi)$ и энергия $E_{n,l,m}$ электрона в поле ядра зависят не от одного квантового числа, а от трех.

Наличие трех степеней свободы и трех квантовых чисел учитывалось еще в теории Бора. Наряду с круговыми орбитами в этой теории рассматривались эллиптические орбиты (Зоммерфельд) и учитывалась возможность различной ориентации плоскости орбиты в пространстве. Главное квантовое число n характеризовало диаметр орбиты, азимутальное квантовое число l — степень ее вытянутости и магнитное квантовое число m — ориентацию нормали к плоскости орбиты и вектора ее магнитного момента $\mathbf{p}_m$ в пространстве. При данном радиусе и полной энергии E_n существовала целая группа орбит с различной степенью эллиптичности (разные l) и различной ориентацией в пространстве (разные m).

Квантовая механика уточнила физический смысл квантовых чисел, которые стали естественно вытекать из решения уравнения Шредингера без привлечения дополнительных постулатов. Стационарные состояния с постоянным распределением заряда в пространстве соответствуют пространственным стоячим волнам. Каждая стоячая волна имеет вполне определенную систему узловых поверхностей и характеризуется тремя квантовыми числами.

Остановимся коротко на физическом смысле квантовых чисел n, l, m. Главное квантовое число n характеризует не номера орбит, а номера слоев орбит, или, лучше, групп состояний, в каждом из которых остальные квантовые числа могут принимать различные значения. Энергия электрона определяется главным образом значением n. Состояния электрона с данным n, но различными l и m отвечают весьма близким значениям энергии. Пренебрегая зависимостью $E_{n,l,m}$ от последних двух квантовых чисел, имеем для одноэлектронного атома:

$$E_n = -\frac{1}{n^2}\frac{me^4}{2\hbar^2}. \tag{49.19}$$

Азимутальное квантовое число l характеризует величину момента количества движения электрона L. Энергия вращательного движения пространственного ротатора, согласно (48.19), равна

$$E = \frac{l(l+1)\hbar^2}{2J} = \frac{L^2}{2J}. \tag{49.20}$$

Из этого соотношения вытекают два важных вывода. Во-первых, подставляя в выражение для момента инерции $J = mr_n^2$ значение r_n из (49.4), получаем:

$$E_l = \frac{l(l+1)\hbar^2}{2m}\left(\frac{mv}{n\hbar}\right)^2 = \frac{mv_n^2}{2}\frac{l(l+1)}{n^2}. \tag{49.21}$$

Из решений уравнения Шредингера следует, что квантовые числа не независимые. Поскольку рассмотрение этих решений здесь невозможно, мы

попытаемся установить эту важную для дальнейшего связь из наглядных полуклассических рассуждений. Электрон, движущийся по замкнутой траектории переменного радиуса, можно рассматривать как совершающий одновременно вращательное и колебательное движение. Кинетическая энергия вращения E_l есть часть суммарной кинетической энергии обоих движений $\frac{mv^2}{2}$ и не может превышать последнюю.

Значит, второй множитель справа в (49.21) не должен превышать единицы:

$$\frac{l(l+1)}{n^2} \leqslant 1.$$

Это значит, что при данном значении n квантовое число l не может быть больше $n-1$ $\left(\text{при } l=n \text{ это выражение будет больше единицы, } \frac{n(n+1)}{n^2} > 1\right)$. Следовательно, в слое орбит с данным n могут быть состояния, характеризуемые значениями l, равными

$$l = 0,\ 1,\ 2,\ 3,\ \ldots,\ n-1. \tag{49.22}$$

Вторым следствием соотношения (49.20) является то, что момент количества движения электрона принимает значения

$$L = \hbar\sqrt{l(l+1)}, \tag{49.23}$$

а не $n\hbar$, как это следовало из теории Бора. На самом нижнем энергетическом уровне $n=1$ имеем для l единственное возможное значение $l=1-1=0$, т. е. электрон в этом состоянии не имеет ни механического, ни магнитного орбитального момента.

Момент количества движения частицы есть вектор. Однако три составляющих этого вектора по координатным осям не имеют одновременно точных значений (как, например, их не имеют одновременно x и p_x).

Квантовая механика (решение уравнения Шредингера) показывает, что в данном стационарном состоянии, кроме величины вектора L, имеет вполне определенное значение лишь проекция его на одно какое-нибудь направление в пространстве, например L_z. Численное значение этой проекции совпадает со значением момента количества движения одномерного ротатора и равно

$$L_z = m\hbar. \tag{49.24}$$

Магнитное квантовое число m может принимать любые целые значения, не превышающие по абсолютной величине l:

$$m = 0,\ \pm 1,\ \pm 2,\ \ldots,\ \pm l, \tag{49.25}$$

т. е. данному l отвечает всего $2l+1$ различных значений m. Физический смысл ограничения m по величине состоит в том, что проекция вектора момента не может превышать длины самого вектора.

Величина и форма электронной волны $\psi_{n,l,m}$ (в той мере, в которой эти слова имеют смысл, так как границы этой волны не очерчены резко) определяются значениями квантовых чисел n и l. Квантовое число m характеризует ориентацию орбиты в пространстве (так называемое «пространственное квантование»). При сферически симметричном электрическом поле (ядра и других электронов) энергия электрона может зависеть только от n и l, определяющих форму электронного облака, но не от m. Зависимость энергии от m возникает, если атом находится во внешнем магнитном поле или если магнитное поле

порождается ядром и другими электронами атома (см. § 52). Различные ориентации орбиты (т. е. вектора момента импульса относительно оси z) показаны на рис. 2.23 для случая $l=2$. Возможные значения L показаны жирными стрелками, кружочками около них — ориентации соответствующих орбит.

При вычислении энергии электрического взаимодействия электрона с ядром (и другими заряженными частицами) можно считать, что электрон, состояние которого описывается волновой функцией ψ, обладает распределенным в пространстве электрическим зарядом с плотностью заряда ρ, равной

$$\rho = -e\,|\psi|^2. \qquad (49.26)$$

На рис. V (в конце книги) графически представлены распределения заряда электрона ρ для некоторых значений квантовых чисел n, l и m.

Заметим, что вопрос о том, можно ли $\rho=-e\,|\psi|^2$ считать реальным распределением заряда электрона в пространстве, является весьма дискуссионным. По вопросу о физическом смысле ψ-функции имеется почти столько же точек зрения, сколько имеется физиков, пытающихся дать такое толкование. Обсуждение этого вопроса выходит далеко за рамки книги. Вычисляя энергию электрического взаимодействия электрона с другими заряженными частицами (но не электронами, которые, образуя систему, описываются единой волновой функцией, что связано с дополнительным взаимодействием), мы всегда получим правильный результат, понимая под $-e|\psi|^2$ плотность электрического заряда электрона.

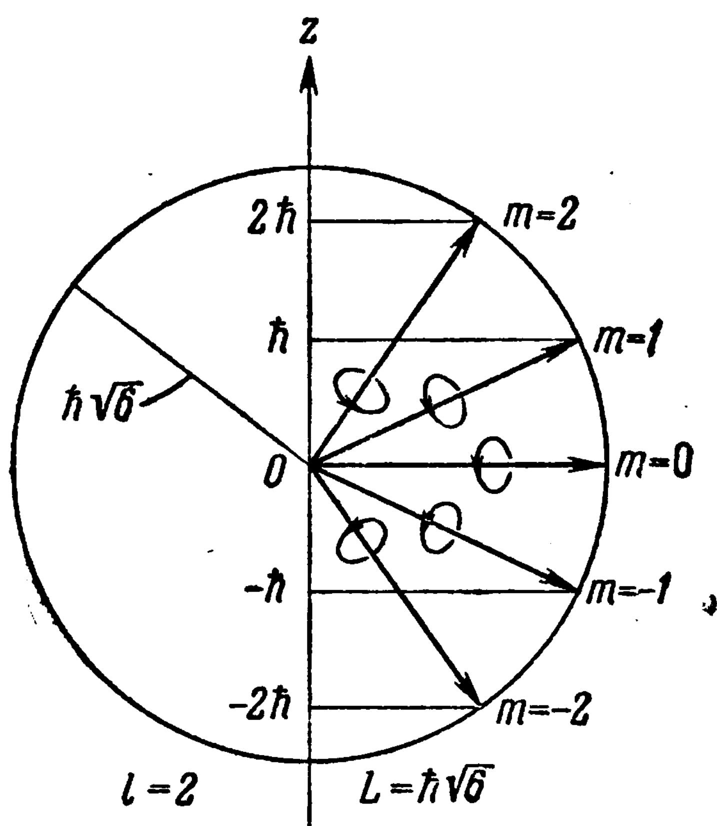


Рис. 2.23.

В § 16 указывалось, что рассеяние рентгеновских лучей зависит от распределения электрического заряда в атомах (или молекулах) кристаллов. То же относится и к рассеянию электронных лучей. Следовательно, по рентгенограммам и электронограммам можно судить о распределении электронного заряда в атомах и молекулах. Определенная таким образом на опыте плотность заряда всегда совпадает с теоретически вычисленной величиной $-e|\psi|^2$. Поэтому мы будем в дальнейшем пользоваться наглядным представлением об электроне как электронном облачке с распределенным зарядом, плотность которого равна $-e|\psi|^2$, отнюдь не претендуя на безукоризненность этой (впрочем, как и любой другой) наглядной модели.

Поскольку зависимость E от l и m слабая, то можно считать, что каждый из уровней (49.13) при данном n расщепляется на ряд близких уровней. Каждому значению l соответствует $2l+1$ уровней с различными значениями (49.25) магнитного квантового числа m. При данном значении n, согласно (49.22), азимутальное число l может изменяться от 0 до $n-1$. Поэтому общее число «орбит», отличающихся значениями l или m, при данном n будет равно

$$\sum_{l=0}^{l=n-1}(2l+1)=\frac{1+[2(n-1)+1]}{2}\,n=n^2\ ^{*}). \qquad (49.27)$$

*) Как будет показано в следующем параграфе, наличие еще одной, внутренней степени свободы электрона, спина, приводит к тому, что числа возможных состояний будут вдвое больше, т. е. $2n^2$; см. (50.26).

§ 50. Спектры водорода и щелочных металлов. Спин электрона

1. Спектры испускания и поглощения атомарного водорода

В соответствии со вторым постулатом Бора положим, что электрон может переходить скачком с одной орбиты на другую. Переход с более удаленной орбиты на более близкую связан с испусканием одного фотона,— такова причина возникновения характерного для одноатомного вещества, в данном случае водорода, линейчатого спектра. Определим энергии и частоты фотонов спектра атомарного водорода.

Пусть электрон переходит с n-й орбиты на k-ю, где $n > k$ (следовательно, $E_n > E_k$). При этом излучается фотон энергии $\varepsilon_{k,n}$ и частоты $\nu_{k,n}$ (первый индекс показывает номер орбиты, на которую перешел электрон, второй — номер орбиты, с которой он перешел при испускании данного фотона). Имеем:

$$E_n - E_k = h\nu_{k,n}. \tag{50.1}$$

Следовательно,

$$\nu_{k,n} = \frac{E_n - E_k}{h} = \frac{E_n - E_k}{2\pi\hbar}. \tag{50.2}$$

Подставляя в это выражение значения E_l из (49.13), находим:

$$\nu_{k,n} = \frac{mZ^2e^4}{4\pi\hbar^3}\left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2}\right). \tag{50.3}$$

Введем обозначение

$$R = \frac{me^4}{4\pi\hbar^3} = 3{,}28985 \cdot 10^{15}\ сек^{-1}, \tag{50.4}$$

где R — «постоянная Ридберга». Это значение постоянной Ридберга получено в предположении, что ядро неподвижно, т. е. масса его равна бесконечности. Учет конечного значения массы ядра сводится к введению в (50.4) вместо массы электрона приведенной массы

$$m^* = \frac{m}{1 + \frac{m}{M}},$$

где M — масса ядра. Точное значение постоянной Ридберга для водорода составляет:

$$R_H = 3{,}28805 \cdot 10^{15}\ сек^{-1}.$$

Следовательно,

$$\nu_{k,n} = R_H\left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2}\right). \tag{50.5}$$

В случае Z, отличного от единицы,

$$\nu_{k,n} = R_A Z^2 \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2}\right), \tag{50.6}$$

и R_A взято в соответствии с массой атомного ядра.

Фиксируя значение k и меняя n, получаем набор частот, носящий название «спектральной серии». Так, при $k=1$ и $n=2, 3, 4, \ldots$ получаем частоты $\nu_{1,2}$; $\nu_{1,3}$; $\nu_{1,4}$ и т. д., отвечающие переходу электрона со второго, третьего, четвертого и т. д. слоев орбит на орбиту первого слоя. Фотоны первой серии имеют энергию от 10,15 *эв* и выше — все они лежат в ультрафиолетовой области спектра. С ростом n соседние частоты все меньше и меньше отличаются друг от друга:

$$\left.\begin{aligned} \nu_{1,2} &= \left(1 - \frac{1}{4}\right) R = \frac{3}{4} R, \\ \nu_{1,3} &= \left(1 - \frac{1}{9}\right) R = \frac{8}{9} R, \\ \nu_{1,4} &= \left(1 - \frac{1}{16}\right) R = \frac{15}{16} R, \\ &\cdots\cdots\cdots\cdots \\ &\cdots\cdots\cdots\cdots \\ \nu_{1,\infty} &= \left(1 - \frac{1}{\infty}\right) R = R. \end{aligned}\right\} \tag{50.7}$$

Линии в спектре идут все гуще и гуще, накапливаясь у предельной частоты дискретного спектра $\nu_{1,\infty} = R$ (рис. 2.24). Однако на этом спектр не кончается. Частота $\nu_{1,\infty}$ получается

Рис. 2.24.

в результате перехода электрона на первую орбиту с бесконечно удаленной орбиты, на которой его кинетическая энергия равна нулю. Как уже отмечалось, электрон, будучи удален от ядра, может иметь любую положительную энергию E. При переходе из такого состояния на первую орбиту будет испущен фотон энергии

$$\varepsilon = E - E_1 > E_\infty - E_1 \tag{50.8}$$

и частоты

$$\nu = \frac{E - E_1}{h} > \nu_{1,\infty}. \tag{50.9}$$

Эти переходы легко проследить по графику энергий протон—электрон (рис. 2.25). Все линии этой серии (серии Лаймана)

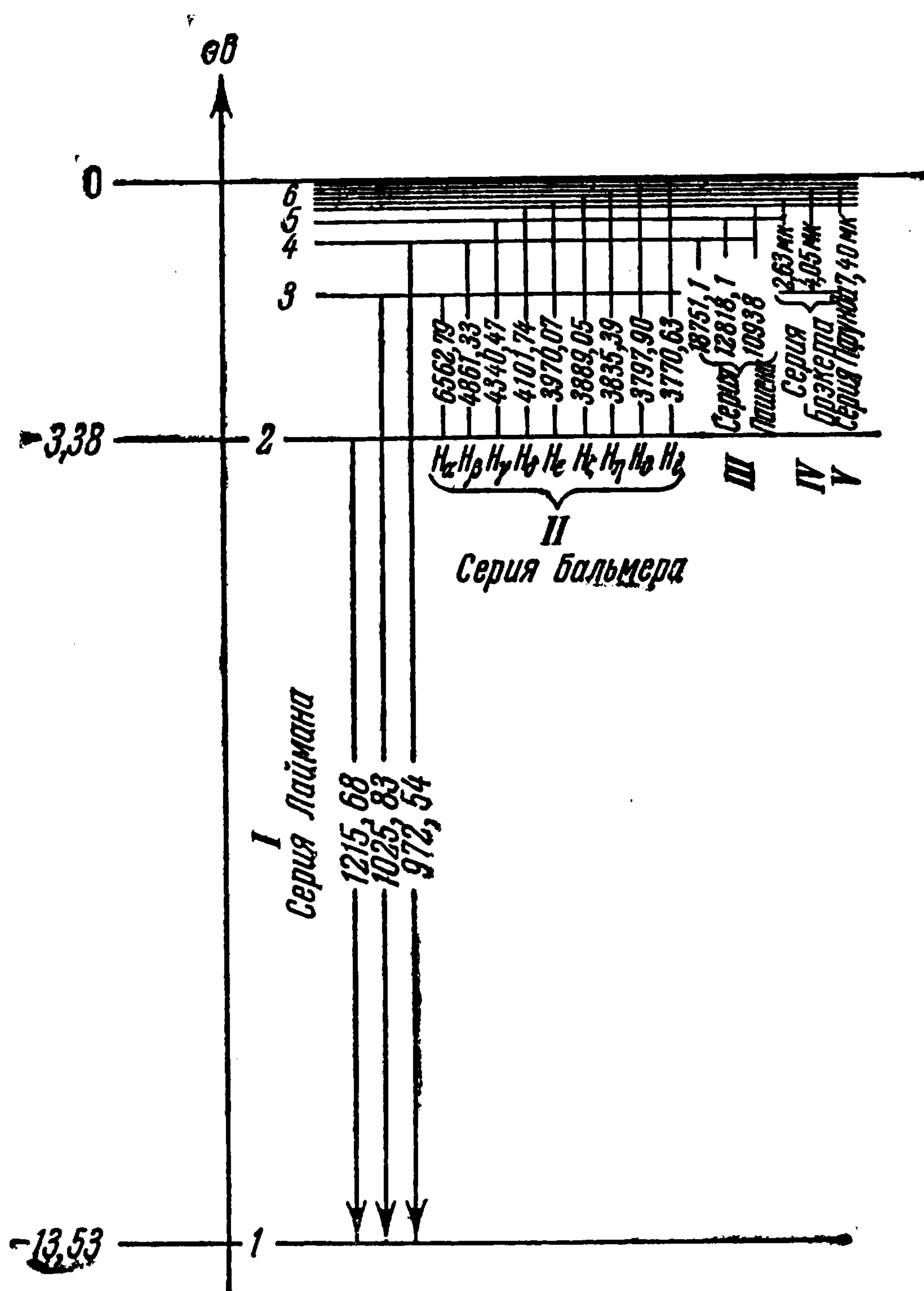


Рис. 2.25.

лежат в ультрафиолетовой области спектра от значений

$$\lambda_{1,2} = \frac{c}{\nu_{1,2}} = \frac{4c}{3R} = 1215{,}68\ \text{Å}$$

до границы серии

$$\lambda_{1,\infty} = \frac{c}{\nu_{1,\infty}} = \frac{c}{R} = 911{,}23\ \text{Å}$$

и далее—переходы на первый уровень свободного электрона, с $E > 0$.

Аналогично, полагая $k=2$ и $n=3, 4, 5, \ldots,$ получаем частоты второй серии, возникающей при переходе электрона на вторую устойчивую орбиту. Эти частоты равны:

$$\left.\begin{aligned} \nu_{2,3} &= \left(\frac{1}{4}-\frac{1}{9}\right)R = \frac{5}{36}R, \\ \nu_{2,4} &= \left(\frac{1}{4}-\frac{1}{16}\right)R = \frac{3}{16}R, \\ \nu_{2,5} &= \left(\frac{1}{4}-\frac{1}{25}\right)R = \frac{21}{100}R, \\ & \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ & \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ \nu_{2,\infty} &= \left(\frac{1}{4}-\frac{1}{\infty}\right)R = \frac{1}{4}R \end{aligned}\right\} \tag{50.10}$$

и затем $\nu > \nu_{2,\infty}$ (сплошной спектр).

Первые четыре линии этой (бальмеровской) серии лежат в видимой области спектра:

$$\lambda_{2,3} = \frac{c}{\nu_{2,3}} = 6562{,}8\ \text{Å} \quad \text{(красная линия)},$$

$$\lambda_{2,4} = 4861{,}3\ \text{Å} \quad \text{(синяя линия)},$$

$$\lambda_{2,5} = 4340{,}5\ \text{Å} \quad \text{(фиолетовая линия)},$$

$$\lambda_{2,6} = 4101{,}7\ \text{Å} \quad \text{(фиолетовая линия)}.$$

Остальные линии этой серии, начиная с $\lambda_{2,7} = 3970{,}1$ Å, расположены уже в ультрафиолетовой области. Граница серии — $\lambda_{2,\infty} = 3646$ Å, а далее идет сплошной спектр.

Аналогично получаем частоты третьей, четвертой, пятой и других серий: $\nu_{3,n}$ $(n = 4, 5, 6, \ldots)$; $\nu_{4,n}$ $(n = 5, 6, 7, \ldots)$; $\nu_{5,n}$ $(n = 6, 7, 8, \ldots)$; ..., лежащих уже в инфракрасной области. На рис. 2.24 показаны первые три серии спектра водорода. Остальные серии в принятом масштабе показать нельзя.

Сравнение длин волн, вычисленных из приведенных формул и полученных на опыте, показывает, что излагаемая теория с хорошей точностью отражает объективные закономерности. Современная квантовая теория, учитывающая требования теории относительности, достигла еще большей точности. Далее из этих формул следует, что любую частоту в спектре одноэлектронного атома можно представить в виде

$$\nu_{k,n} = \frac{RZ^2}{k^2} - \frac{RZ^2}{n^2}. \tag{50.11}$$

Поэтому можно каждой орбите с номером n сопоставить величину,

равную

$$T_n = \frac{RZ^2}{n^2}. \qquad (50.12)$$

Эта величина получила название спектрального терма. Разность термов двух орбит k и n дает частоту спектральной линии, возникающей при переходе электрона с одной орбиты на другую, в соответствии с (50.11).

Перейдем теперь к спектрам поглощения.

Переход электрона с более близких к ядру орбит на более удаленные связан с увеличением энергии атома и может происходить только при поглощении атомом соответствующей энергии. Так, например, для перехода с первой орбиты на третью атом должен поглотить количество энергии, равное

$$E_3 - E_1 = h\nu_{1,3}. \qquad (50.13)$$

Именно эту энергию атом отдает с испускаемым фотоном при переходе с третьей орбиты на первую. Следовательно, переход с первой на третью орбиту возможен при поглощении атомом фотона частоты $\nu_{1,3}$. То же относится и к любым другим переходам с поглощением: атом способен поглощать лишь те частоты, которые испускает сам (ср. с законом теплового излучения Кирхгофа, § 31).

Спектр поглощения возникает при прохождении излучения с непрерывным спектром через толщу газа. Например, спектр поглощения звезд или Солнца возникает при прохождении потока излучения, испускаемого плотной фотосферой (непрерывный спектр), через разреженную атмосферу звезды.

Из этого потока излучения атомы будут поглощать излучение характерных частот. Следовательно, относительная интенсивность этих частот в спектре будет убывать — на соответствующих местах непрерывного спектра возникнут «черные» линии.

Характер образующегося таким образом спектра поглощения зависит от многих обстоятельств. При поглощении фотонов атомы переходят в возбужденное состояние, в котором они пребывают в течение времени порядка 10^{-8} *сек* *). Поэтому двукратные последовательные поглощения фотона одним атомом практически исключаются. Это означает, что поглощение происходит из того состояния, которое определяется температурой, давлением и пр. Так, если, например, речь идет о водороде, то при относительно малых температурах ($\sim 1000^\circ$ K) атомы не будут возбуждены и поглощение будет происходить только с первого энергетического уровня. Следовательно, спектр поглощения водорода будет содержать линии

*) Возможны возбуждения, которые сохраняются значительно большее время («метастабильные состояния»), но они возникают, как правило, лишь при ударах первого рода (см. § 52).

только первой серии *). При температурах ~ 10 000° К значительная часть водорода возбуждена соударениями атомов, так что становится возможным поглощение фотонов со второго и более высоких уровней (см. примечание на стр. 321 и §§ 52 и 53). В спектре поглощения возникают интенсивные линии второй серии, лежащей в видимой области спектра. При температурах ~ 10^5 °К водород будет практически целиком ионизован и спектр поглощения возникнуть вообще не сможет.

Указанные здесь трудности идентификации водорода и, очевидно, также других элементов по их спектрам (испускания или поглощения) являются отнюдь не единственными. Мы хотим лишь подчеркнуть, что весьма удобный и чувствительный спектральный анализ не является столь простым, как это часто представляется, и требует тщательного физического анализа каждой практической задачи.

2. Спектры щелочных металлов

Спектры щелочных металлов в общих чертах сходны со спектром водорода. Причина этого состоит в следующем. В таблице Менделеева щелочные металлы следуют за инертными газами, атомы которых обладают большой устойчивостью. Переход от атома инертного газа к атому щелочного металла обусловлен увеличением заряда ядра на e и возрастанием числа электронов атома на один электрон. В отличие от остальных электронов этот добавочный электрон слабо связан. В этом легко убедиться, сопоставляя энергию ионизации атомов инертных газов и следующих за ними атомов щелочных металлов.

Атом	He	Li	Ne	Na	Ar	K	Kr	Rb	Xe	Cs
Z	2	3	10	11	18	19	36	37	54	55
Энергия ионизация в *эв*	24,48	5,37	21,47	5,09	15,68	4,32	13,94	4,19	12,08	3,86

*) В лабораторных условиях эту область спектра можно изучать только с помощью специальной оптики (кварцевая оптика либо вогнутые отражательные решетки и т. д.). В спектрах звезд или Солнца эту область спектра наблюдать нельзя, так как для излучения с длиной волны меньше 2950 Å верхние слои атмосферы совершенно непрозрачны. Это крайне затрудняет изучение водорода во вселенной. Лишь с помощью спутников эта задача может быть успешно решена.

Следовательно, можно считать, что у щелочного металла с порядковым номером Z устойчивую структуру образуют $Z-1$ электронов. Эти электроны образуют оболочку, подобную электронной оболочке предшествующего по таблице атома инертного газа. В поле этого иона движется один электрон, подобно одному электрону атома водорода.

То обстоятельство, что этот электрон движется не в поле ядра, но в сложном поле иона, приводит к некоторому отличию термов атомов щелочных металлов от (50.12). Ридберг нашел для них следующую эмпирическую формулу:

$$T_n = \frac{R}{(n+\sigma)^2}, \tag{50.14}$$

где R имеет то же значение, что и в (50.12), n — целое число, σ — поправка, имеющая постоянное значение при вычислении каждой серии спектра, но разная для разных серий.

Однако если в общих чертах закономерности спектров щелочных металлов понятны, то одна особенность не может быть объяснена в рамках указанных представлений. Особенность эта состоит в том, что ряд линий спектра расщепляется и представляет собой не одиночные линии, а дублеты. Хорошо известен яркий дублет желтой линии натрия. λ линий дублета отличается на $\Delta\lambda = 5{,}977$ Å ($\lambda_1 = 5889{,}953$ Å и $\lambda_2 = 5895{,}930$ Å). Соответствующие линии расщеплены и в спектрах остальных щелочных металлов, причем с ростом атомного номера расстояние $\Delta\lambda$ между компонентами дублета увеличивается.

Анализ решений уравнения Шредингера не дает никаких оснований для объяснения спектральных дублетов.

3. Спин электрона

В 1925 г. Гаудсмит и Уленбек показали, что описанная особенность спектров (а также некоторые другие факты, на которых мы не останавливались) может быть объяснена, если принять, что электроны обладают собственными (т. е. не связанными с орбитальным или другим видом движения) механическим и магнитным моментами. Наличие этих свойств внутренне присуще и столь же неотъемлемо для электрона, как и наличие собственной массы покоя m_{0e} и собственного заряда — e.

Если бы электрон можно было представить в виде шарика, несущего заряд, то это означало бы, что шарик вращается. Он обладал бы механическим моментом импульса (количества движения). Вращение зарядов — круговые токи — обусловили бы вместе с тем появление и магнитного момента. Отсюда название нового свойства электрона — спин (от английского spin — веретено). Конечно, такое упрощенное представление об электроне — вращающемся

шарике — неправильно. Поэтому, говоря о спине электрона, о спиновом механическом и магнитном моментах, мы будем иметь в виду не эту примитивную модель, а просто наличие у электрона внутренне присущих ему собственных механического и магнитного моментов.

В соответствии с (49.23) спиновый механический момент электрона L_σ должен выражаться формулой

$$L_\sigma = \hbar\sqrt{\sigma(\sigma+1)}, \tag{50.15}$$

где σ — спиновое квантовое число, отвечающее азимутальному квантовому числу l теории Шредингера. Число различных проекций механического момента на ось z, т. е. $L_{\sigma z}$, в соответствии с (49.25) равно

$$2\sigma+1. \tag{50.16}$$

Если мы хотим с помощью спина объяснить расщепление спектральных линий, а значит и термов, на д в а подуровня, остается предположить, что

$$2\sigma+1=2. \tag{50.16a}$$

Следовательно, спиновое квантовое число σ не целое, как l, а равно $^1/_2$:

$$\sigma=\frac{1}{2}. \tag{50.17}$$

Отсюда следует, что собственный механический момент электрона L_σ может иметь лишь одно-единственное значение:

$$L_\sigma=\hbar\sqrt{\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}+1\right)}=\hbar\sqrt{\frac{3}{4}}. \tag{50.18}$$

Проекция момента на ось z в соответствии с (49.24) должна иметь вид

$$L_{\sigma z}\equiv L_s = s\hbar, \tag{50.19}$$

где s, в соответствии с (49.25), не должен по модулю превышать σ (проекция вектора не может превышать величину вектора!); но s может иметь разные знаки. В соответствии с этим находим, что s может иметь лишь два значения:

$$s=\pm\sigma=\pm\frac{1}{2}\ ^{*}). \tag{50.20}$$

---

*) Все сказанное выше отнюдь не претендует на строгость. Это лишь рассуждения по аналогии для того, чтобы нащупать правильный путь. Поэтому мы не можем здесь вдаваться в рассуждения о том, почему невозможно значение $s=0$. Точная теория спина электрона следует из уравнения Дирака, которое отличается от уравнения Шредингера тем, что удовлетворяет требованиям теории относительности.

Таким образом, проекция собственного механического (а значит и магнитного) момента на ось z может принимать лишь два отличающихся знаком значения:

$$L_s = \pm \frac{1}{2} \hbar = s\hbar. \tag{50.21}$$

Прямое подтверждение наличия спина электрона следует из опыта Штерна и Герлаха. Идея опыта состоит в следующем. Если магнитный диполь находится в однородном магнитном поле, то на него действует момент сил, но результирующая сила равна нулю.

При движении в таком поле диполь будет ориентироваться по полю, но траектория его не изменится. Если же диполь находится в неоднородном поле, то на его полюсы действуют различные силы и результирующая отлична от нуля. В таком поле траектория диполя будет зависеть от направления его дипольного момента. Сказанным можно воспользоваться для определения магнитных моментов атомов. Экспериментальная трудность решения задачи состояла в том, что необходимо было реализовать магнитное поле с неоднородностью, ощутимой на расстояниях порядка размеров атомов, т. е. ~ 1 Å. Этого удалось добиться с помощью магнитов со специально подобранными полюсными наконечниками.

Источником атомного пучка служила маленькая электропечь, в которую помещалось вещество, подлежащее изучению. Тонкий пучок атомов выделялся с помощью ряда диафрагм, пропускался сквозь сильно неоднородное магнитное поле и попадал на пластинку, на которой и осаждался. Тонкий штрих (след атомарного пучка в отсутствие магнитного поля) при наличии мощного неоднородного поля расщеплялся.

На рис. VI (в конце книги) показаны результаты опытов Штерна и Герлаха с литием. Литий, серебро, атомарный водород давали всегда двойной след. Согласно теории Шредингера, магнитный момент, обусловленный орбитальным движением электрона атома водорода, а также каждого из трех электронов лития равен нулю. Так же равен нулю суммарный магнитный момент орбитального движения всех электронов атома серебра. Значит, расщепление в магнитном поле пучка атомов этих элементов объясняется двумя возможными ориентациями спинового магнитного момента валентного электрона, что хорошо согласуется с заключением о спине из данных спектроскопии (50.21).

Своеобразие спина электрона состоит не только в том, что квантовое число, характеризующее величину механического момента σ, полуцелое, в отличие от l, принимающего только целочисленные значения. Проекции орбитальных механического момента L_z и магнитного момента p_{mz} связаны, как показывает расчет,

соотношением

$$p_{mz} = \frac{e}{2mc} L_z \tag{50.22}$$

(здесь m — масса электрона). При значении магнитного квантового числа $m = 1$, $L_z = \hbar$ величина p_{mz} равна «магнетону Бора» p_{m1}:

$$p_{m1} = \frac{e}{2mc} \hbar = 0{,}9273 \cdot 10^{-20} \ гс \cdot см^3. \tag{50.23}$$

Учитывая, что значения проекций момента импульса электрона равны $\pm \frac{\hbar}{2}$, можно было и для проекций собственного магнитного момента ожидать величины $\pm \frac{p_{m1}}{2}$. В действительности получается иначе. Для проекций спиновых моментов p_{ms} и L_s вместо (50.22) имеет место

$$p_{ms} = 2 \frac{e}{2mc} L_s, \tag{50.24}$$

так что проекции магнитного момента могут принимать два значения:

$$p_{mz} = \pm p_{m1}. \tag{50.25}$$

Как указывалось в т. II (§ 48), удвоенное по сравнению с ожидаемым отношение магнитного и механического моментов «элементарных магнитов» в железе было обнаружено в опытах Эйнштейна и де Гааза и в течение 10 лет не находило объяснения. Таким образом, вся совокупность опытных фактов свидетельствовала о наличии спина.

Объяснение спектральных дублетов с помощью представлений о спине электрона будет дано в § 52. Здесь же отметим, что полный набор квантовых чисел, характеризующих состояние электрона в атоме, равен не трем, а четырем. К трем квантовым числам n, l и m, характеризующим «форму» орбиты и ее ориентацию в пространстве, добавляется спиновое квантовое число s, характеризующее ориентацию собственных моментов электрона (введение $\sigma = |s| = \frac{1}{2}$ излишне, так как оно имеет одно-единственное значение). s принимает одно из двух значений $\pm \frac{1}{2}$, независимо от значений первой тройки квантовых чисел.

Таким образом, число N_n различных состояний, отвечающих данному значению n, дается не формулой (49.27), а вдвое больше:

$$N_n = 2n^2. \qquad (50.26)$$

Это обстоятельство важно для понимания закономерностей таблицы элементов Менделеева.

§ 51. Многоэлектронные атомы и периодический закон Менделеева

Четверка квантовых чисел n, l, m и s полностью характеризует состояние одного электрона в поле атомного ядра. В многоэлектронном атоме нужно учитывать еще и взаимодействие электронов друг с другом, что необычайно усложняет задачу и делает необходимым использование различных специальных приближенных методов, которые здесь рассматриваться не будут.

Для того чтобы качественно разобраться в строении и свойствах сложных атомов, можно воспользоваться приведенным в § 49 решением одноэлектронной задачи. Кроме того, необходимо учесть весьма важный здесь принцип Паули, которым мы уже пользовались в т. II, § 21 при рассмотрении системы свободных электронов в металле.

Частицы, подчиняющиеся принципу Паули, не могут быть одновременно в одном и том же состоянии. В любой момент времени любое возможное состояние либо вакантно, либо занято одной частицей.

В применении к электронам в атоме принцип Паули утверждает: никакие два электрона в атоме не могут обладать одинаковыми значениями всех четырех квантовых чисел (n, l, m, s).

Рассмотрим многоэлектронный атом, заряд ядра которого равен Ze; вокруг ядра движется Z электронов. Электроны будут занимать, в соответствии с запретом Паули, различные «орбиты». (Еще раз подчеркнем, что слово «орбиты» не следует понимать слишком буквально. Этим словом можно пользоваться для краткости речи, заменяя им слова «состояние, характеризуемое квантовыми числами n, l, m и s».) Разобьем их по слоям, в соответствии со значением главного квантового числа n. Эти слои орбит, или, лучше, электронные оболочки, имеют следующие наименования:

$n=1$	K-оболочка,	$n=5$	O-оболочка,
$n=2$	L- »,	$n=6$	P- »,
$n=3$	M- »,	$n=7$	Q- ».
$n=4$	N- »,		

Состояния с разными значениями l, отвечающие данному квантовому числу n, имеют обозначения, указанные в таблице.

n		$l=0$ s	1 p	2 d	3 f	4 g	Максимальное число электронов $2n^2$
K	1	2					2
L	2	2	6				8
M	3	2	6	10			18
N	4	2	6	10	14		32
O	5	2	6	10	14	18	50

Энергия электрона в многоэлектронном атоме определяется (в отсутствие внешнего поля) главным образом значениями n и l. Поэтому состояния атома для краткости часто отмечают двумя индексами: значением n и буквой, отвечающей значению l. Например, состояние $2p$ означает состояние с $n = 2$ и $l = 1$; $4s$ — состояние с $n = 4$ и $l = 0$ и т. д.

Таким образом,

K-слой — 2 электрона $1s$,

L- » — 2 » $2s$, 6 электронов $2p$,

M- » — 2 » $3s$, 6 » $3p$, 10 электронов $3d$

и так далее, что даст общее их число согласно (50.26).

Посмотрим теперь, как объясняются те закономерности в свойствах атомов, которые были открыты Д. И. Менделеевым. Будем исследовать изменение свойств атомов (в невозбужденном состоянии) по мере увеличения их атомного номера.

$Z = 1$. Водород. 1 электрон в $1s$-состоянии.

$Z = 2$. Гелий. 2 электрона в $1s$-состоянии (с противоположными спинами).

В атоме гелия единственный K-слой оказывается заполненным (см. таблицу). Атомы гелия очень устойчивы, не вступают ни в какие соединения с другими атомами гелия или другими элементами (причину этой устойчивости см. в § 54).

$Z = 3$. Литий. В K-слое лития «вакансий» для трех электронов нет. Третий электрон в невозбужденном атоме лития находится в L-слое. Этот внешний электрон движется в поле ядра, экранированного двумя электронами K-слоя, и сравнительно слабо связан с атомом *).

*) Для отрыва первого электрона атома лития необходима энергия 5,37 *эв*, второго — уже 75,3 *эв*, а третьего — 121,9 *эв*. Отметим также, что, поскольку все три электрона лития находятся в s-состоянии, а спины первых двух обратны, обнаруживаемый в опытах Штерна и Герлаха магнитный момент, как уже отмечалось, может быть только спиновым моментом 2_s-электрона.

Периодическая система химических элементов Д. И. Менделеева

Периоды	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	VIII	VIII	VIII
		Атомный вес — средний для природной смеси изотопов по *химической* шкале					VII	VIII	Цифры со звездочкой — массовые числа наиболее долгоживущих радиоизотопов		
1	1 H 1,0080	II	III	IV	V	VI	(H)	2 He 4,003			
2	3 Li 6,940	4 Be 9,013	5 B 10,82	6 C 12,011	7 N 14,008	8 O 16,0000	9 F 19,00	10 Ne 20,183			
3	11 Na 22,997	12 Mg 24,32	13 Al 26,98	14 Si 28,06	15 P 30,975	16 S 32,066	17 Cl 35,457	18 Ar 39,944	VIII		
4	19 K 39,100	20 Ca 40,08	21 Sc 44,96	22 Ti 47,90	23 V 50,95	24 Cr 52,01	25 Mn 54,94		26 Fe 55,85	27 Co 58,94	28 Ni 58,69
	29 Cu 63,54	30 Zn 65,38	31 Ga 69,72	32 Ge 72,60	33 As 74,91	34 Se 78,96	35 Br 79,916	36 Kr 83,80			
5	37 Rb 85,48	38 Sr 87,63	39 Y 88,92	40 Zr 91,22	41 Nb 92,91	42 Mo 95,95	43 Tc 98*		44 Ru 101,1	45 Rh 102,91	46 Pd 106,7
	47 Ag 107,880	48 Cd 112,41	49 In 114,76	50 Sn 118,70	51 Sb 121,76	52 Te 127,61	53 J 126,91	54 Xe 131,3			
6	55 Cs 132,91	56 Ba 137,36	57 La[1] 138,92	72 Hf 178,6	73 Ta 180,95	74 W 183,92	75 Re 186,31		76 Os 190,2	77 Ir 192,2	78 Pt 195,23
	79 Au 197,0	80 Hg 200,61	81 Tl 204,39	82 Pb 207,21	83 Bi 209,00	84 Po 209*	85 At 210*	86 Rn 222*			
7	87 Fr 223*	88 Ra 226,05	89 Ac[2] 227*	(104)	(105)	(106)	(107)		(108)	(109)	(110)
	(111)	(112)	(113)	(114)	(115)	(116)	(117)	(118)			

[1]) Лантаниды:

58 Ce 140,13	59 Pr 140,92	60 Nd 144,27	61 Pm 145*	62 Sm 150,43	63 Eu 152,0	64 Gd 156,9	65 Tb 158,93	66 Dy 162,46	67 Ho 164,94	68 Er 167,2	69 Tu 168,94	70 Yb 173,94	71 Lu 174,99

[2]) Актиниды:

90 Th 232,05	91 Pa 231*	92 U 238,07	93 Np 237*	94 Pu 244*	95 Am 243*	96 Cm 250*	97 Bk 247*	98 Cf 251*	99 Es 254*	100 Fm 253?	101 Md >256	102 No >253	103 Lw

В скобках — порядковые номера еще не синтезированных элементов

$Z = 4 \div 10$ — от бериллия до неона идет заполнение второго L-слоя, т. е. $2s$- и $2p$-состояний, завершающееся на неоне. Неон, как и гелий, оказывается инертным газом, а натрий с $Z = 11$, у которого имеется один электрон в M-слое (состояние $3s$), химически сходен с водородом и литием: энергия, необходимая для удаления этого единственного во внешней оболочке электрона составляет 5,09 *эв* (следующего из L-слоя — 46,65 *эв*).

Очевидно, что при химическом взаимодействии атомов внутренние электронные оболочки, защищенные от воздействия при соприкосновениях с другими атомами, не играют заметной роли. Химические свойства атомов определяются количеством внешних электронов, входящих в состав наиболее удаленного от ядра слоя.

Аргон ($Z = 18$), имеющий в наружном M-слое восемь электронов ($3s$ и $3p$), оказывается подобным гелию и неону. Оказалось, что наружная оболочка, в которой заполнены все s- и p-состояния, весьма устойчива, и элемент, содержащий в наружной оболочке все s- и p-электроны, является химически инертным. Таковы криптон ($Z = 36$) — 8 электронов в состояниях $4s$ и $4p$, ксенон ($Z = 54$) — 8 электронов $5s$ и $5p$ и радон ($Z = 86$) — 8 электронов $6s$ и $6p$.

С аргона начинаются отступления в последовательности заполнения электронных слоев.

Следующий элемент — калий ($Z = 19$), имеет девятнадцатый электрон не в состоянии $3d$, а в $4s$. Происходит это в силу того, что энергия электрона в $4s$-состоянии меньше, чем в $3d$. Таким образом, при десяти незаполненных d-состояниях в третьем слое начинается заполнение четвертого. Калий оказывается химически близким литию и натрию.

Точно так же за криптоном следует рубидий, у которого имеется 8 электронов в N-слое. При незаполненных 10 состояниях $4d$ и 14 состояниях $4f$ один электрон находится в состоянии $5s$.

Дальнейшие отклонения от порядка заполнения уровней можно проследить по таблице Менделеева.

Особенное затруднение для химиков представляет отклонение, связанное с достройкой $4f$-состояний, начинающейся после элемента лантана $Z = 57$. Заполнение этих состояний идет глубоко внутри, при наличии одиннадцати внешних электронов, в том числе двух $6s$-электронов! В результате эти элементы (всего 14, отвечающих четырнадцати f-состояниям) имеют весьма близкое строение внешней электронной оболочки, т. е. весьма близкие химические свойства. Это — «лантаниды» или «редкие земли».

Аналогичное выпадение из таблицы в результате заполнения четырнадцати $5f$-состояний, опять-таки под одиннадцатью внешними электронами, в том числе двумя $7s$-электронами, начинается после актиния ($Z = 89$). Это последние элементы таблицы Менде-

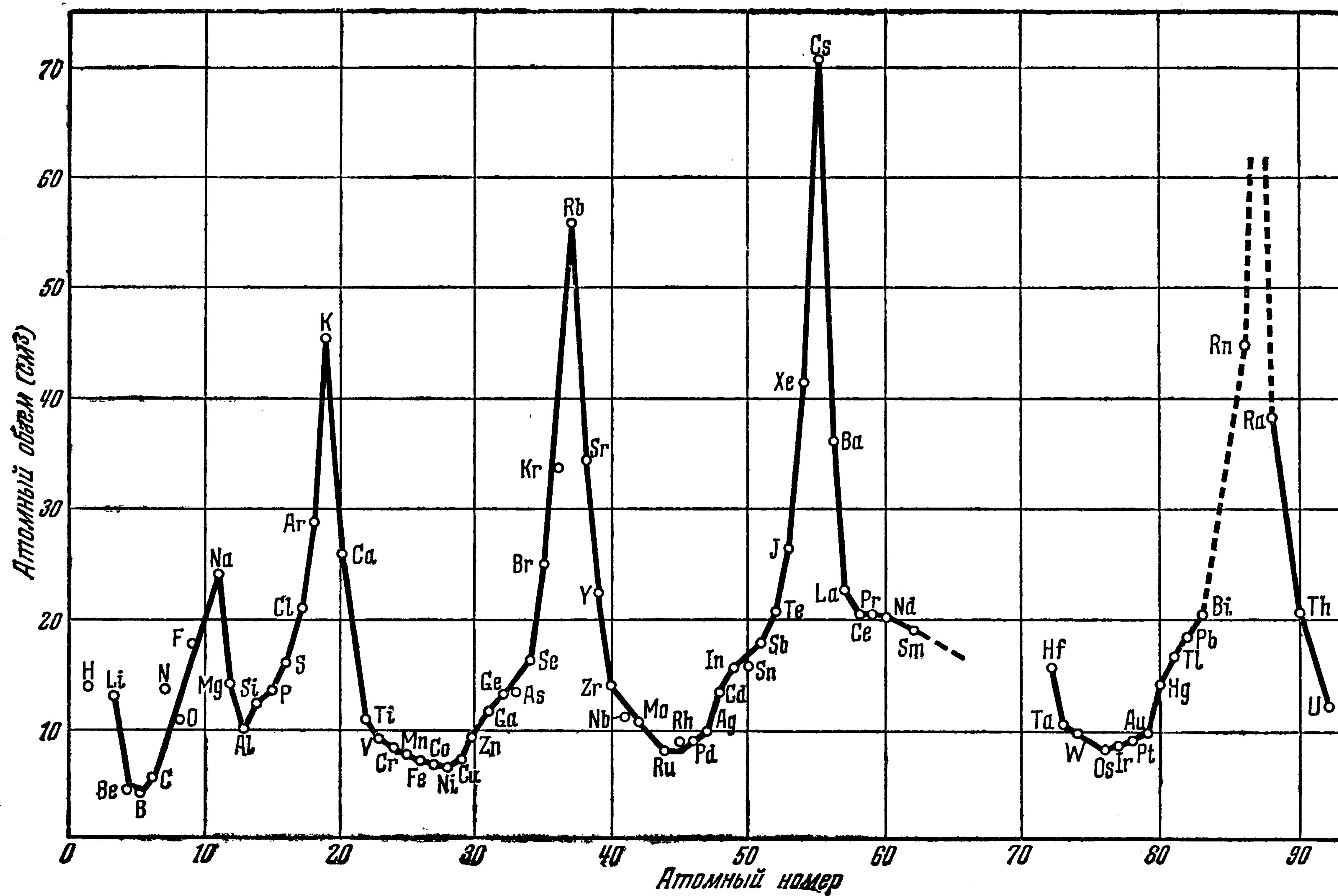

Атомный объем (см3)
Атомный номер
0 10 20 30 40 50 60 70 80 90
10 20 30 40 50 60 70
H Li Be B C N O F Na Mg Al Si P S Cl Ar K Ca
Ti V Cr Mn Fe Co Ni Cu Zn Ga Ge As Se Br Kr Rb Sr Y
Zr Nb Mo Ru Rh Pd Ag Cd In Sn Sb Te J Xe Cs Ba La Ce Pr Nd Sm
Hf Ta W Os Ir Pt Au Hg Tl Pb Bi Rn Ra Th U

Рис. 2.26.

леева, в том числе все полученные искусственно заурановые элементы. Все они получили название актинидов.

Периодичностью обладают не только химические, но и другие свойства атомов. Ее легко заметить и для атомных объемов (рис. 2.26). Особенно велик объем атомов, содержащих всего один (легко теряемый) электрон на внешнем слое.

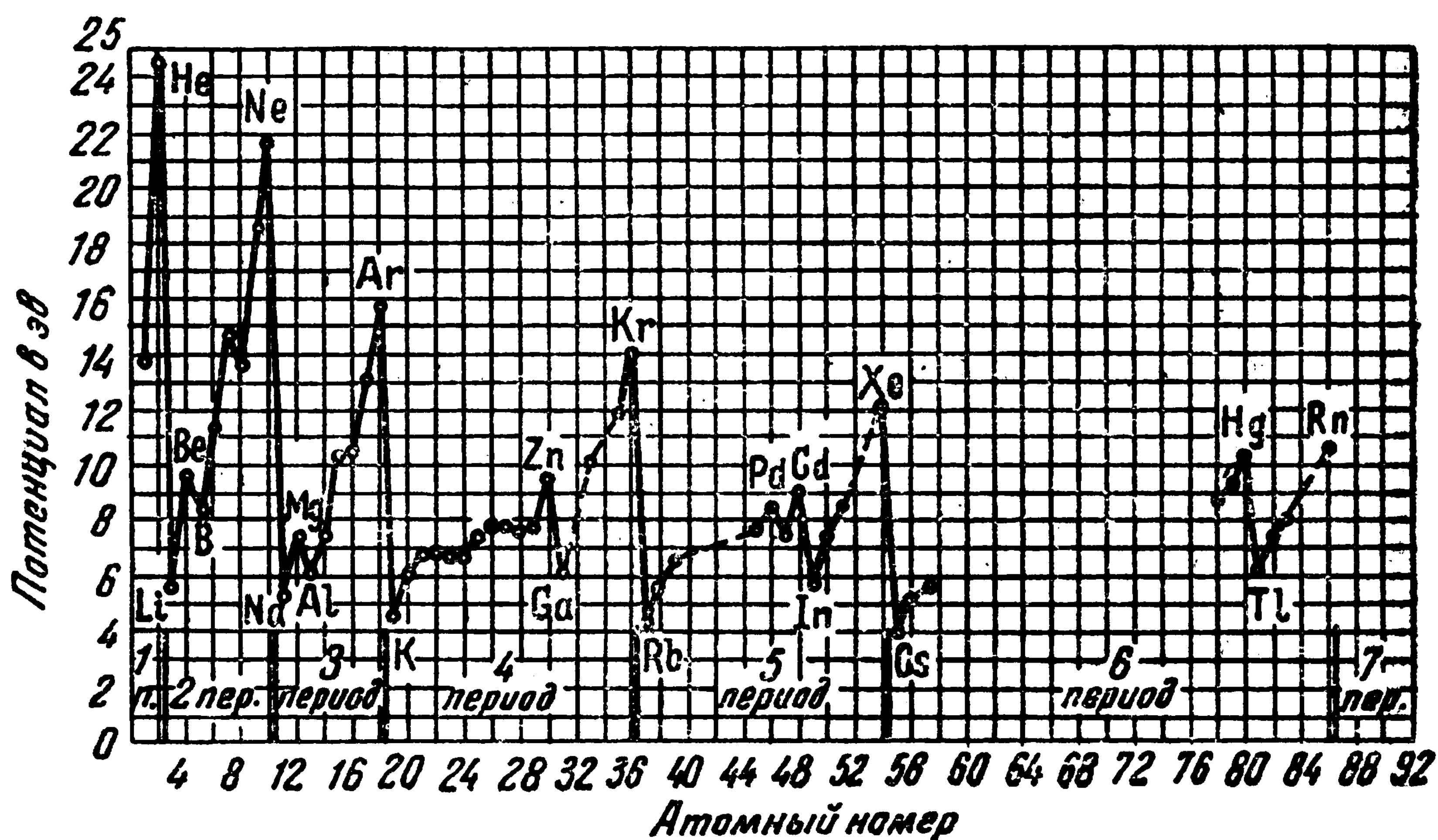


Рис. 2.27.

Периодически меняются и ионизационные потенциалы. На рис. 2.27 мы приводим значения первого ионизационного потенциала (т. е. энергию, необходимую для отрыва о д н о г о электрона у невозбужденного атома) как функцию атомного номера. Бросается в глаза резкое возрастание ионизационного потенциала для инертных газов, обладающих наиболее устойчивой внешней электронной оболочкой.

§ 52. Спектры многоэлектронных атомов

Из сказанного ранее о спектре водорода не следует делать выводы, что любые переходы в атомах могут происходить при поглощении и излучении. В действительности в ряде случаев переход с излучением (поглощением) затруднен, в других — вовсе невозможен.

При испускании (поглощении) должны соблюдаться все законы сохранения. При расчете частот водородного спектра мы исходили лишь из закона сохранения энергии. Закон сохранения импульса

удовлетворяется автоматически: атом получает отдачу при испускании фотона (так как импульс фотона весьма мал, отдача атома ничтожна и может практически не учитываться). Остается третий закон сохранения — закон сохранения момента количества движения (момента импульса).

Как показывает опыт, фотоны, как и электроны, обладают собственным или спиновым моментом количества движения. Спиновый момент импульса фотона по величине вдвое больше спинового момента импульса электрона, т. е. равен $\hbar$. Как и спиновый момент электрона, он может давать на выделенное направление лишь две проекции $\pm\hbar$. Испуская или поглощая фотон, атом не только отдает или получает энергию, но и меняет свой момент импульса на величину, равную спину фотона, т. е. $\hbar$. Этому изменению момента атома отвечает изменение азимутального квантового числа электрона, совершающего переход, на единицу. Обозначая значения азимутального квантового числа после перехода через l', имеем:

$$l' = l \pm 1. \tag{52.1}$$

Это условие, указывающее возможные переходы электрона с испусканием (поглощением) фотона, носит название правила отбора. Переходы с излучением (поглощением), при которых соблюдаются правила отбора, называются разрешенными. Если атом возбужден и разрешенный переход возможен, то время жизни атома в возбужденном состоянии порядка 10^{-8} *сек*.

Иногда излучение фотона происходит с сохранением азимутального квантового числа при

$$l' = l, \quad \text{или при} \quad l' = l \pm 2, \tag{52.2}$$

т. е. с нарушением правил отбора. В этом случае необходимое общее изменение момента импульса атома достигается за счет переориентации спина электрона. Так, при $l' = l$, если до перехода

$$L_{\sigma,\,z} = +\frac{1}{2}\hbar,$$

а после испускания фотона

$$L'_{\sigma,\,z} = -\frac{1}{2}\hbar,$$

то общее изменение момента при отдаче фотона будет равно $\hbar$, что и требуется. При $l' = l \pm 2$ изменение спина электрона компенсирует излишнее изменение орбитального момента импульса *).

*) Отметим, что в строгой теории разделение суммарного момента на орбитальный и спиновый не вводится. Такое деление является лишь приближением, не всегда допустимым.

Вероятность такого, называемого запрещенным, перехода много меньше, чем разрешенного, и атом задерживается в возбужденном состоянии значительно большее время. Иногда атом возбужден так, что ни l, ни $L_{\sigma,z}$ не могут измениться. Тогда переход в невозбужденное состояние с излучением фотона вообще невозможен. Переход из нормального состояния в такое возбужденное также невозможен за счет поглощения фотона. Все такие переходы, как прямые, так и обратные, могут происходить только при ударах первого и второго рода — неупругих столкновениях, при которых никакие правила отбора не имеют места.

В лабораторных условиях можно наблюдать, как правило, лишь излучение, возникающее при разрешенных переходах. Если переход запрещенный и время жизни в данном состоянии сравнительно велико, излучения не произойдет. Одно из многочисленных столкновений с другими атомами или стенками прибора будет ударом второго рода. Атом потеряет энергию, не успев отдать ее с излучением. Линии спектра, возникающие при запрещенных переходах, удается наблюдать лишь при ничтожных плотностях газов, например, в спектре северных сияний и в спектрах планетарных туманностей. Плотность их ничтожна (доходит до нескольких атомов на кубический сантиметр) и время между столкновениями столь велико, что запрещенные переходы успевают произойти до того, как атом потеряет свою энергию. Когда эти линии были обнаружены впервые, их приписали каким-то особым элементам — «небулию» и «геокоронию», отсутствующим в таблице Менделеева. Затем выяснилось, что эти линии возникают при запрещенных переходах ионов кислорода и азота. Некоторые запрещенные линии ртути удалось наблюдать и в лабораторных условиях.

Большой интерес представляют спектры (испускания и поглощения), когда орбитальные электроны находятся не только в электрическом поле ядра, но и в магнитном поле. В отсутствие магнитного поля энергия электрона не зависит от его магнитного момента, обусловленного орбитальным движением. При наличии магнитного поля энергия электрона будет зависеть уже от величины и ориентации суммарного (орбитального и спинового) магнитного момента. Вследствие этого энергетические уровни, отвечавшие электронам с одним и тем же l, но разным m, совпадавшие при отсутствии магнитного поля, теперь расщепятся на столько уровней, сколько значений может принимать m. Расщепление уровней, а значит и термов, приведет к расщеплению спектральных линий. В слабых полях картина расщепления оказывается сложной — вместо одиночной линии появляется много близких — мультиплет. В случае сильных полей картина упрощается и наблюдаются три линии (две — без средней — при наблюдении в направлении магнитного поля). Первый случай называется аномальным эффектом Зеемана, второй — нормальным эффектом. Теорию нормального эффекта Зеемана в классическом приближении дал Лоренц. Изучение поляризации отдельных компонент зеемановского триплета позволяет судить не только о величине, но и о направлении вектора

магнитного поля, в котором находятся испускающие (поглощающие) свет атомы. Это дает, например, возможность определять напряженность и направление магнитного поля отдельных участков солнечной поверхности, в частности солнечных пятен.

Поскольку ядра также могут обладать собственным магнитным моментом, расщепление спектральных линий может иметь место и при отсутствии внешнего магнитного поля. Однако магнитное поле ядер весьма мало (спиновый магнитный момент ядра по порядку величины примерно в 1000 раз меньше спинового магнитного момента электрона). Поэтому обусловленное ядерным магнитным моментом расщепление линий весьма мало и может изучаться лишь с помощью приборов с очень большой дисперсией. Наблюдаемая при этом «сверхтонкая» структура спектральных линий служит одним из методов определения магнитных моментов атомных ядер.

Вернемся теперь к вопросу о том, почему наличие спина электрона приводит к возникновению спектральных дублетов. В § 50 уже указывалось, что наличие спектральных дублетов было одним из фактов, натолкнувших Гаудсмита и Уленбека на идею о существовании спина электрона.

Механический и магнитный моменты, возникающие в результате орбитального движения электрона в атоме, равны нулю лишь для s-состояний. Для других, в частности для p-состояний, эти моменты отличны от нуля. Взаимодействие магнитного момента, обусловленного орбитальным движением, и спинового момента дает свой вклад в общее выражение энергии электрона. В силу того, что спин дает две возможные проекции на направление орбитального момента, энергия электрона будет зависеть от направления спина. Рассмотрим для примера атом натрия. Десять электронов K- и L-оболочек в оптических переходах не участвуют (в рассматриваемом примере), их суммарный механический и магнитный момент (орбитальный и спиновый) равен нулю. Одиннадцатый электрон в невозбужденном атоме находится в состоянии $3s$, следовательно, его орбитальный момент равен нулю, спиновый — произволен. Если атом оптически возбужден (например, поглощением фотона), то валентный электрон переведен в состояние np ($n=3, 4, 5, \ldots$). Пусть для определенности $n=3$, т. е. состояние электрона $3p$. Проекция спина электрона на направление магнитного момента орбитального движения может быть $\frac{\hbar}{2}$ или $-\frac{\hbar}{2}$. В соответствии с этим энергия взаимодействия моментов орбитального и спинового (как принято говорить: спин-орбитального взаимодействия) будет иметь два возможных значения. Следовательно, уровень $3p$ (а также $4p$ и последующие) окажется расщепленным на два. У части возбужденных атомов электрон будет находиться на одном из расщепленных подуровней, у другой части — на другом. Переходы с этих двух подуровней на нижний (не зависящий от направления спина электрона) связаны с излучением фотонов с различной (хотя и близкой) энергией $h\nu$ или частотой ν. Соответствующие длины волн суть: $\lambda_1=5889{,}963$ Å и $\lambda_2=5895{,}930$ Å — желтый дублет с расстоянием между линиями $\lambda_2-\lambda_1=5{,}967$ Å. Аналогичная картина имеет место и для других переходов с дублетных уровней np.

Более сложных вопросов, связанных со спектрами многоэлектронных атомов, мы здесь касаться не будем. Отметим лишь, что спектр однократно ионизованного атома с порядковым номером Z должен быть схожим со спектром нейтрального атома с порядковым

номером $Z - 1$. Это следует из подобия структур их электронных оболочек и подтверждается опытом.

Оптические спектры весьма сложны, и, как указывалось, идентификация элементов по их спектрам требует соблюдения ряда иногда трудно предусмотримых условий. Кроме того, оптический спектр совершенно меняется, когда атомы вступают в соединение с другими атомами. Оба эти недостатка не присущи спектрам, возникающим при переходах внутренних, ближайших к ядру электронов. Эти электроны, движущиеся в многоэлектронных атомах непосредственно в поле ядра, сильно связаны и порождаемое ими излучение обладает очень большой частотой. Для всех атомов, за исключением самых легких, излучение, возникающее при переходах ближайших к ядру электронов, лежит в рентгеновской области спектра.

В многоэлектронном атоме электроны K-слоя движутся в поле ядра. Внешние электроны взаимодействуют с ними слабо. Поэтому для вычисления их энергии можно приближенно применить формулу (49.13). Электроны L-слоя движутся в поле ядра, экранированного двумя электронами K-слоя, и т. д. Для частот, испускаемых при переходе электрона между этими слоями, можем приближенно использовать формулу (50.6), поставив вместо Z «эффективный заряд» $(Z - \sigma)$, в поле которого движется электрон. Величина σ учитывает экранировку ядра другими электронами. Таким образом, для переходов $L \to K$ получаем следующую частоту испускаемого при переходе фотона:

$$\nu_K = R\,(Z - \sigma_K)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2}\right). \tag{52.3}$$

σ_K близка к единице, а не к двум, так как переход $L \to K$ возможен, если в K-слое имеется одна вакансия, т. е. он содержит только один электрон. В действительности при переходе электронов из L-слоя на K наблюдается несколько частот, отвечающих различным энергиям электронов L-слоя. Однако эти линии «K-серии» весьма близки, и мы в первом приближении можем ограничиться общей формулой (52.3).

Аналогично для переходов $M \to L$, дающих L-серию, можем написать:

$$\nu_L = R\,(Z - \sigma_L)^2 \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2}\right). \tag{52.4}$$

Таким образом, частоты наиболее коротковолновых серий, испускаемых атомом, растут примерно как Z^2. Если K-серия водорода лежит в ультрафиолетовой области, то для более тяжелых атомов, например натрия ($Z = 11$), K-серия лежит уже в области длин волн рентгеновских лучей.

Большая энергия связи внутренних электронов, являющаяся причиной большой частоты, «жесткости» соответствующих фотонов, определяет специфические условия возникновения рентгеновских серий. Рентгеновское излучение возникает в результате обстрела вещества быстрыми электронами. Если энергия электронов eU (U — ускоряющий потенциал) меньше, чем энергия связи внутренних электронов, рентгеновское излучение будет испускаться самими этими электронами при их торможении в веществе. Это — непрерывный, или, по аналогии с непрерывным видимым, «белый» рентгеновский спектр.

При достаточно большой энергии электронов на этот спектр наложится линейчатый рентгеновский спектр, происхождение которого легко понять из следующих соображений. Будем постепенно увеличивать энергию электронов, т. е. ускоряющий их потенциал U. Когда eU достигнет энергии связи электронов M-слоя, начнется вырывание электронов M-слоя ударами быстрых электронов. Образовавшиеся «вакансии» в M-слое будут заполняться в результате $N \to M$ переходов с испусканием фотонов. Возникнет рентгеновская M-серия. При дальнейшем увеличении энергии падающих электронов интенсивность уже имеющейся M-серии будет возрастать. Когда eU достигнет энергии связи L-электронов, начнется вырывание электронов из L-слоя, возникнет L-серия. Еще большее увеличение энергии приведет к возникновению K-серии. Таков механизм возникновения *линейчатых рентгеновских спектров*.

Рентгеновские спектры имеют ряд существенных преимуществ перед оптическими. Первые определяются простой зависимостью частоты серии от атомного номера: из (52.3), (52.4) следует, что для всех серий $\sqrt{\nu}$ является примерно линейной функцией атомного номера. Этот результат соответствует опыту и носит название *закона Мозли*. На рис. 2.28 приведен общий ход зависимости $\sqrt{1/\lambda}$ для K-, L- и M-серий от атомного номера Z. Рис. 2.29 воспроизводит фотографию K- серии для элементов от $Z = 33$ до $Z = 38$. Такая правильность в изменении ν с ростом Z позволяет с уверенностью определять атомные номера элементов,— задача, достаточно трудная при использовании других методов. Так, например, с помощью этого закона можно убедиться в правильности распределения по клеткам таблицы Менделеева редкоземельных элементов, чего нельзя сделать на основании их химических свойств. Ориентировка по атомному весу в этом случае не может служить совершенно достоверным критерием в силу того, что не всегда увеличение Z связано с увеличением атомного веса (например, аргон: $Z = 18$, атомный вес $= 39{,}944$; калий: $Z = 19$, атомный вес $= 39{,}100$; кобальт: $Z = 27$, атомный вес $= 58{,}94$; никель: $Z = 28$, атомный вес $= 58{,}69$. См. теллур — иод, торий — протактиний).

Второе преимущество рентгеновских спектров определяется тем, что эти спектры возникают за счет переходов во внутренних оболочках, не меняющихся, в какие бы соединения ни входили рассматриваемые атомы. Таким образом, рентгеновский спектр сложного вещества представляет собой сумму спектров входящих в его состав компонент. Что же касается оптических спектров атомов,

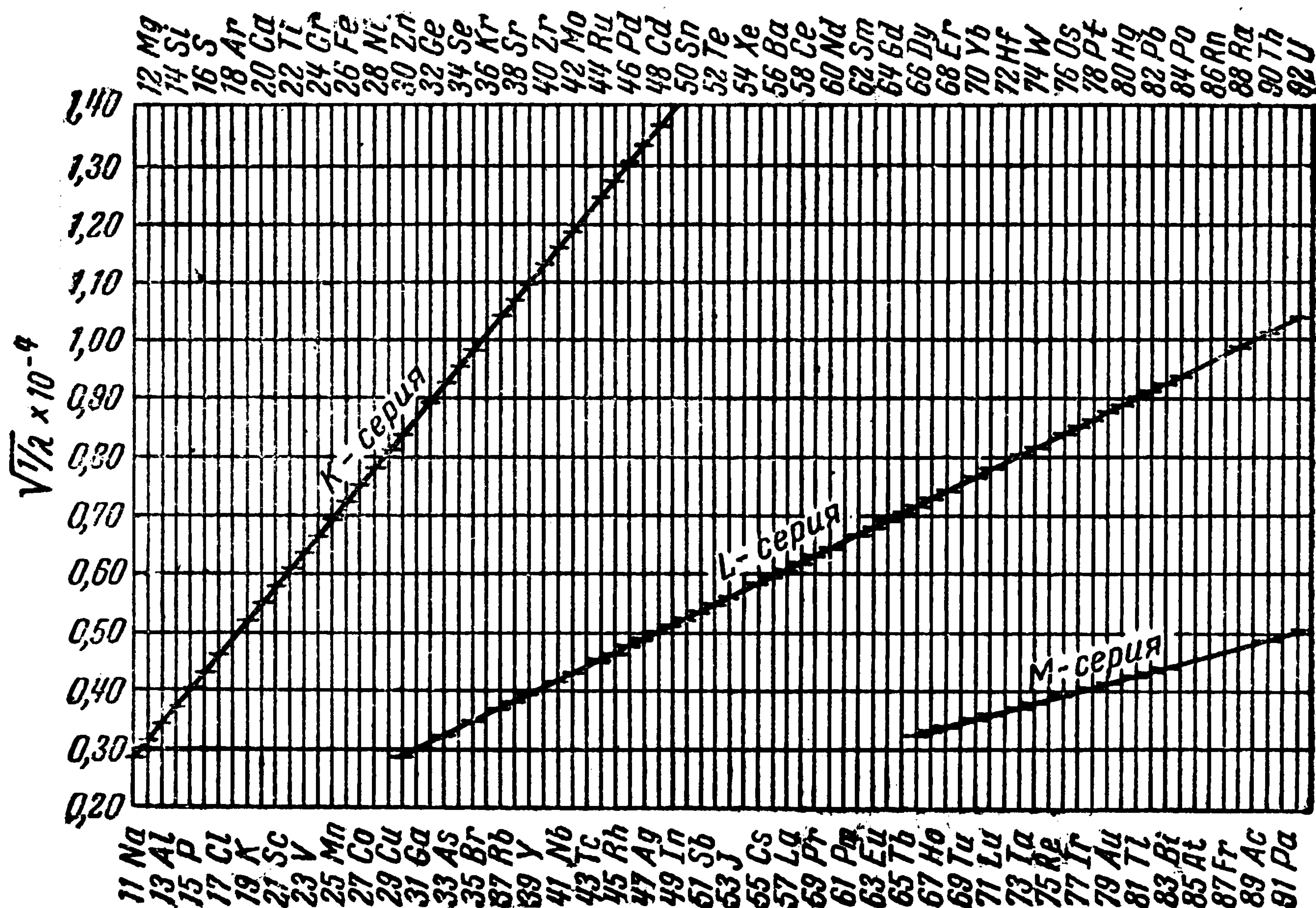


Рис. 2.28.

то их можно наблюдать только, когда атомы свободны. Оптические спектры сложных веществ ни в какой связи со спектрами его составляющих не находятся.

Очень своеобразен характер поглощения рентгеновских лучей в веществе. Ослабление проходящего через вещество рентгеновского луча происходит в силу двух причин:

1) рассеяния рентгеновских фотонов на слабо связанных электронах;

2) поглощения фотонов электронами внутренних оболочек атомов, приводящего к вырыванию этих электронов из атомов (фотоэлектрический эффект), с последующим возникновением характеристических линейчатых спектров.

По мере увеличения частоты (энергии) рентгеновских фотонов, поглощение, обусловленное обеими причинами, падает, вещество

становится все более прозрачным для рентгеновских лучей. Однако кривая коэффициента поглощения с изменением ν (или λ) меняется не плавно, но имеет ряд резких скачков (рис. 2.30). Рассмотрим, например, скачок этой кривой для серебра (Ag), возникающий при $\lambda = 0{,}485$ Å. При бо́льших λ энергия фотонов недостаточна для того, чтобы вырвать электроны с K-слоя атома серебра. Таким образом, в поглощении и рассеянии фотонов принимают участие

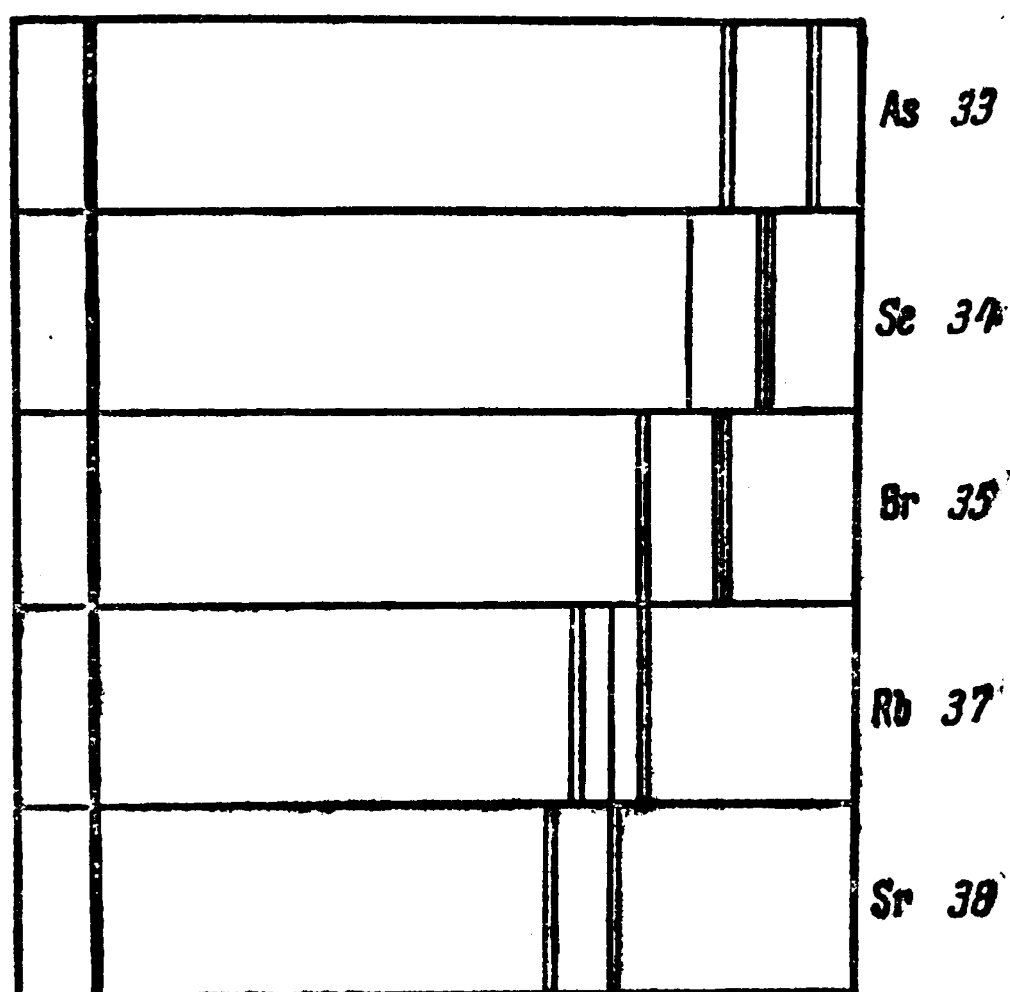


Рис. 2.29.

электроны L, M, N и других слоев, но не K-электроны. При достижении указанной выше длины волны энергия фотонов уже достаточна для вырывания из атома K-электронов; следовательно, при достижении этого значения λ в поглощении фотонов примут участие и K-электроны, поглощение фотонов скачком возрастет.

Такие скачки имеют место каждый раз, когда энергия рентгеновских фотонов проходит значения, равные энергии связи M-, L-, K-электронов. По наличию таких скачков в графике поглощения рентгеновских лучей можно определить химическую природу просвечиваемого образца или, если оно сложное, его химический состав.

С ростом Z коэффициент поглощения рентгеновских лучей растет весьма быстро, примерно как Z^4. В силу этого при просвечивании организма кости, существенной составляющей которых является фосфорнокислый кальций ($Ca_3(PO_4)_2$), поглощают рентгеновские лучи примерно в 100 раз сильнее, чем мягкие ткани, содержащие много воды.

Заметим в заключение, что все сказанное верно для обычных рентгеновских лучей с энергией фотонов, меньшей миллиона электронвольт. При больших энергиях коэффициент

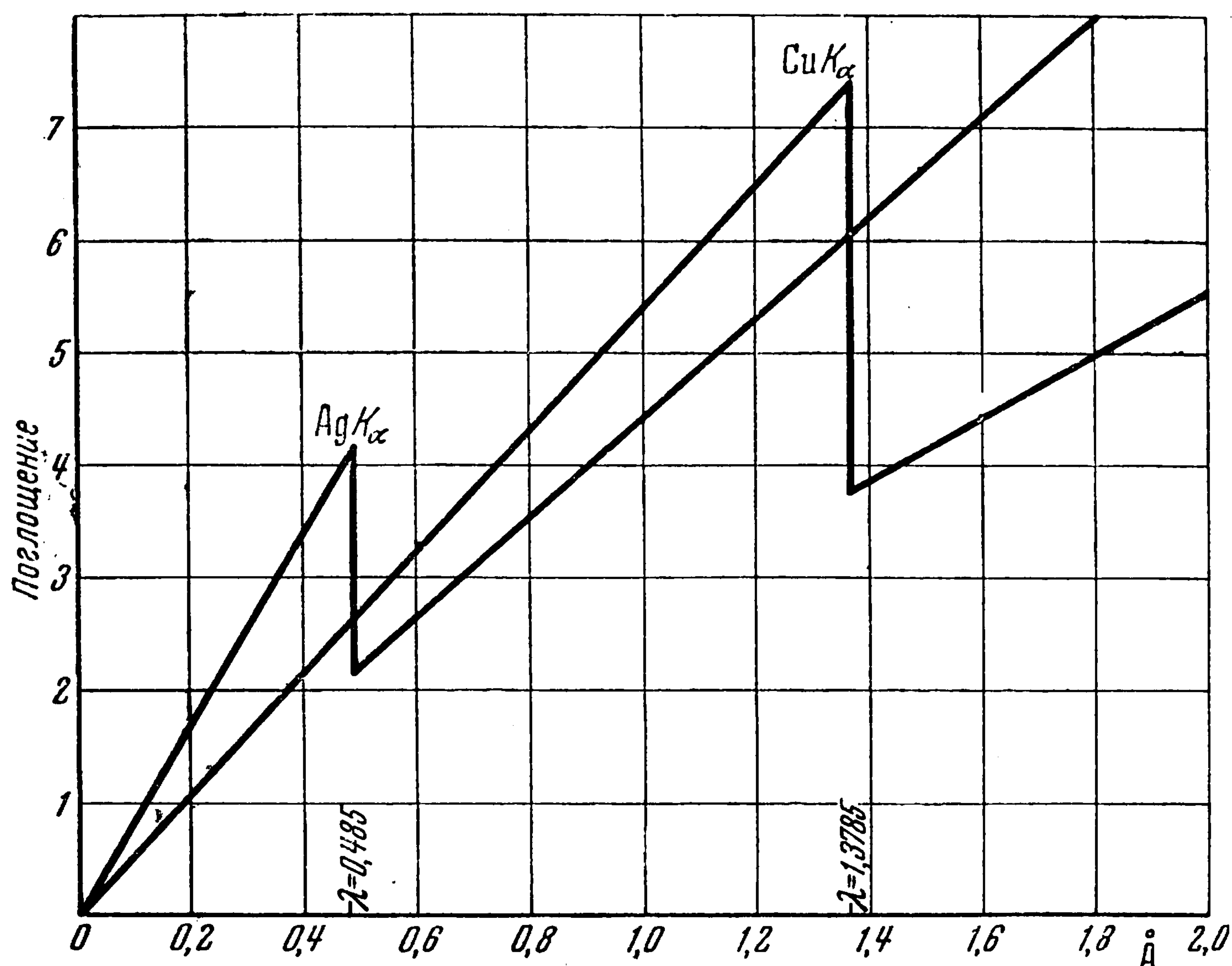


Рис. 2.30.

поглощения начинает возрастать с ростом энергии (т. е. с уменьшением λ). Это происходит за счет возникновения нового эффекта, который будет описан в § 60, стр. 393—395.

§ 53. Лазеры

Рассматривавшиеся нами до сих пор механизмы взаимодействия излучения, проходящего сквозь вещество, с веществом — поглощение и рассеяние — приводили к ослаблению потока излучения. Однако возможны процессы, при которых поток излучения, проходя через вещество, будет не ослабляться, но усиливаться, на что впервые указал В. А. Фабрикант в 1939 г.

Подобные процессы реализуются в приборах, получивших название квантовых усилителей и квантовых генераторов, принцип действия которых мы кратко опишем. За создание этих приборов Н. Г. Басов, А. М. Прохоров и американский физик Ч. Таунс были удостоены Нобелевской премии 1964 г.

Квантовые генераторы, излучающие в диапазоне видимого и инфракрасного излучения, получили название л а з е р о в (сокращение, образованное первыми буквами выражения: light

amplification by stimulated emission of radiation — усиление света индуцированным излучением; в генераторах, работающих в микроволновом диапазоне, буква l (light — свет) заменена на m — м а з е р).

В 1915 г. Эйнштейном впервые были введены понятия о спонтанном (самопроизвольном) и индуцированном (вынужденном) излучениях *).

В лазере усиление света производится излучением, и н д у ц и р о в а н н ы м светом, проходящим сквозь вещество.

Рассмотрим условия, при которых такое усиление возможно. Для определенности возьмем в качестве рабочего вещества атомарный газ, так что элементарными поглотителями и излучателями световых квантов будут свободные атомы.

Обозначим через 1 и 2 энергетические уровни атома, переход между которыми отвечает частоте усиливаемого излучения ν, так что $E_2 - E_1 = h\nu$. О с т а н о в и м с я т о л ь к о н а т е х п е р е х о д а х, к о т о р ы е р е а л и з у ю т с я п р и в з а и м о д е й с т в и я х с и з л у ч е н и е м. Переход $1 \to 2$ может произойти только при поглощении фотона, т. е. в результате взаимодействия между атомом и проходящим потоком излучения. Что же касается перехода $2 \to 1$, связанного с излучением фотона, то он может происходить с п о н т а н н о (независимо от действия излучения) и и н д у ц и р о в а н н о (т. е. в результате воздействия проходящего потока излучения).

Можно доказать, что при данной плотности потока излучения частоты ν вероятность перехода $1 \to 2$ равна вероятности и н д у ц и р о в а н н о г о перехода $2 \to 1$ **).

Если бы спонтанное излучение отсутствовало, то это означало бы, что равновесие между излучением и газом возможно при равном числе атомов в состояниях 1 и 2: $N_2 = N_1$. Наличие спонтанного излучения означает добавочную возможность переходов $2 \to 1$, так что равновесие возможно только при $N_1 > N_2$, что всегда имеет место при термодинамическом равновесии изолированных систем.

Укажем на не отмеченную еще особенность индуцированного излучения, по сравнению со спонтанным. При спонтанном излучении фотон имеет произвольное направление вектора импульса. Фотон индуцированного излучения имеет то же направление, что и фотон, вызвавший его появление. Более того, эти фотоны коге-

---

*) Мы использовали эти понятия при выводе формулы Планка по методу Эйнштейна; см. петит в конце § 32.

**) В конце § 32 (петит) были введены вероятность спонтанного излучения A и величины, пропорциональные вероятностям поглощения ($B_{1,2}$) и индуцированного испускания ($B_{2,1}$). При выводе формулы Планка было доказано, что $B_{1,2} = B_{2,1}$ (см. формулы (32.20) и (32.21)), что и является доказательством сделанного в тексте утверждения.

рентны — в данной точке пространства и в данный момент времени фазы их волн почти в точности равны между собой (конечно, с точностью до целого числа 2π).

Если речь идет об усилении направленного потока излучения, то из сказанного следует, что интерес представляет лишь индуцированное, но не беспорядочное спонтанное излучение. Усиление проходящего через вещество потока излучения будет тем больше, чем больше будет число индуцированных переходов $2 \to 1$ (это число пропорционально числу атомов в состоянии 2, т. е. N_2) и чем меньше будет поглощение, т. е. число переходов $1 \to 2$ (это число пропорционально N_1). Большое число спонтанных переходов нежелательно, так как спонтанное излучение, не усиливая проходящего потока, уменьшает N_2 и увеличивает N_1.

Следовательно, условие, при котором можно достигнуть усиления проходящего через вещество излучения, состоит в следующем:

Населенность уровня 2 должна быть больше населенности уровня 1, т. е. $N_2 > N_1$.

В замкнутой системе, в условиях термодинамического равновесия, относительные числа атомов, обладающих энергиями E_1, $E_2, \ldots, E_i, \ldots$, даются известной формулой Больцмана (см. т. I, конец § 21):

$$N_i \sim e^{-\frac{E_i}{kT}},$$

так что

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}}. \tag{53.1}$$

Поскольку $E_2 > E_1$, то $\frac{N_2}{N_1} < 1$, т. е. $N_1 > N_2$ при любой возможной температуре $T > 0$, что мы уже отметили выше.

Однако, если система не замкнутая, но открытая, так что имеются поток энергии извне в систему («подкачка» энергии) и отдача энергии, положение может измениться. Можно создать условия, при которых возникнет инверсная (по сравнению с обычной) заселенность уровней 2 и 1, так что $N_2 > N_1$, причем числа N_1 и N_2 не будут зависеть от времени. Другими словами, указанное неравновесное состояние будет стационарно *). Соотношением (53.1) можно воспользоваться и для этого случая, если ввести формально понятие отрицательной абсолютной температуры: при $E_2 > E_1$ получим $N_2 > N_1$, если $T < 0$.

Для описания подобных неравновесных систем понятие отрицательной абсолютной температуры оказалось достаточно удобным и сейчас применяется все чаще.

*) Это необходимо для лазеров, работающих в непрерывном режиме, и не требуется для лазеров, работающих в импульсном режиме.

Рассмотрим теперь конкретный пример системы, работающей при $T < 0$,— газового лазера с непрерывным режимом работы, в котором применяется смесь гелия и неона.

На рисунке 2.31 показаны первые возбужденные уровни He и Ne. У гелия два уровня $2s$ (отвечающие двум различным взаимным ориентациям спинов электронов возбужденного атома гелия). Эти уровни не могут быть возбуждены оптически, так как переход $1s \to 2s$ с поглощением фотона — запрещенный (см. § 52). Возбуждение достигается при газовом разряде, за счет неупругих соударений с электронами (удары первого рода на рисунке показаны вертикальными пунктирными стрелками). Состояния $2s$ — метастабильные, так как переходы $2s \to 1s$ с излучением фотона запрещены.

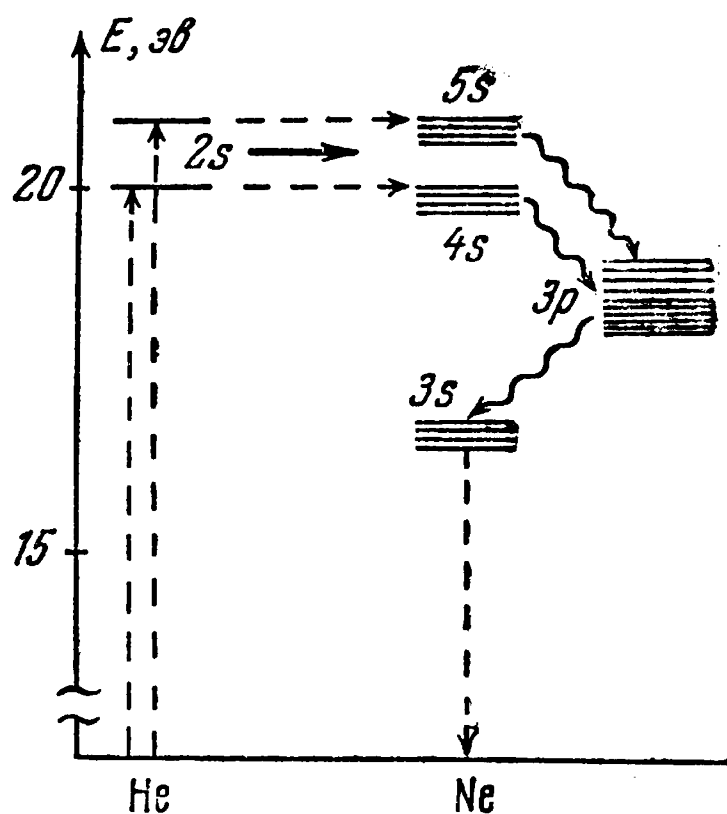


Рис. 2.31.

У неона состояния $4s$ и $5s$ очень близки к указанным состояниям $2s$ гелия.

Поскольку передача энергии при столкновении для гелия в $2s$-состоянии — единственный способ отдачи энергии, эта энергия в конце концов передается атомам неона, переходящим в состояния $4s$ и $5s$ (на рисунке эта передача энергии показана жирной стрелкой). Из этих состояний разрешены переходы с излучением в состояния $3p$. Разрешены оптически и следующие переходы с $3p$ на нижние s-уровни.

Как показали специальные исследования, на уровнях $4s$ время жизни $\sim 10^{-6}$ *сек*, на уровнях $3p$ время жизни $\sim 10^{-8}$ *сек*. В силу этого в газовом разряде, при непрерывной подкачке энергии, т. е. пополнении уровней $4s$ и $5s$, создается стационарная инверсная заселенность уровней Ne — $4s$, $5s$ и $3p$.

Используются переходы $5s \to 3p$ — видимое излучение (на рисунке верхняя волнистая стрелка) и $4s \to 3p$ — инфракрасное излучение (средняя волнистая стрелка). Переходы $3p \to 3s$ (нижняя волнистая стрелка) существенны лишь постольку, поскольку они «очищают» уровни $3p$.

Вероятность индуцированного перехода пропорциональна плотности имеющегося излучения (см. § 32, формула (32.18)). Следовательно, для того чтобы индуцированное излучение значительно превышало бы ненужное спонтанное излучение, необходимо добиться высокой плотности усиливаемого излучения в веществе.

Достигается это тем, что каждый фотон вынуждается к прохождению вещества лазера в среднем не один, но несколько раз. Газ заключается в длинную трубку (рис. 2.32), у торцов которой располагаются зеркала, обозначенные на схеме буквами *З*. Газовый разряд

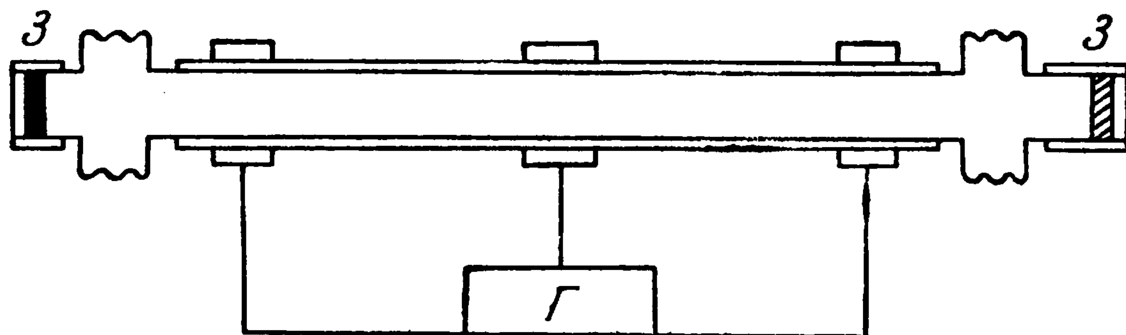


Рис. 2.32.

поддерживается высокочастотным генератором *Г*. Одно из зеркал (на нашем рисунке правое) полупрозрачное (в зависимости от необходимости оно должно пропускать от нескольких процентов до долей процента, отражая остальной поток обратно). В результате

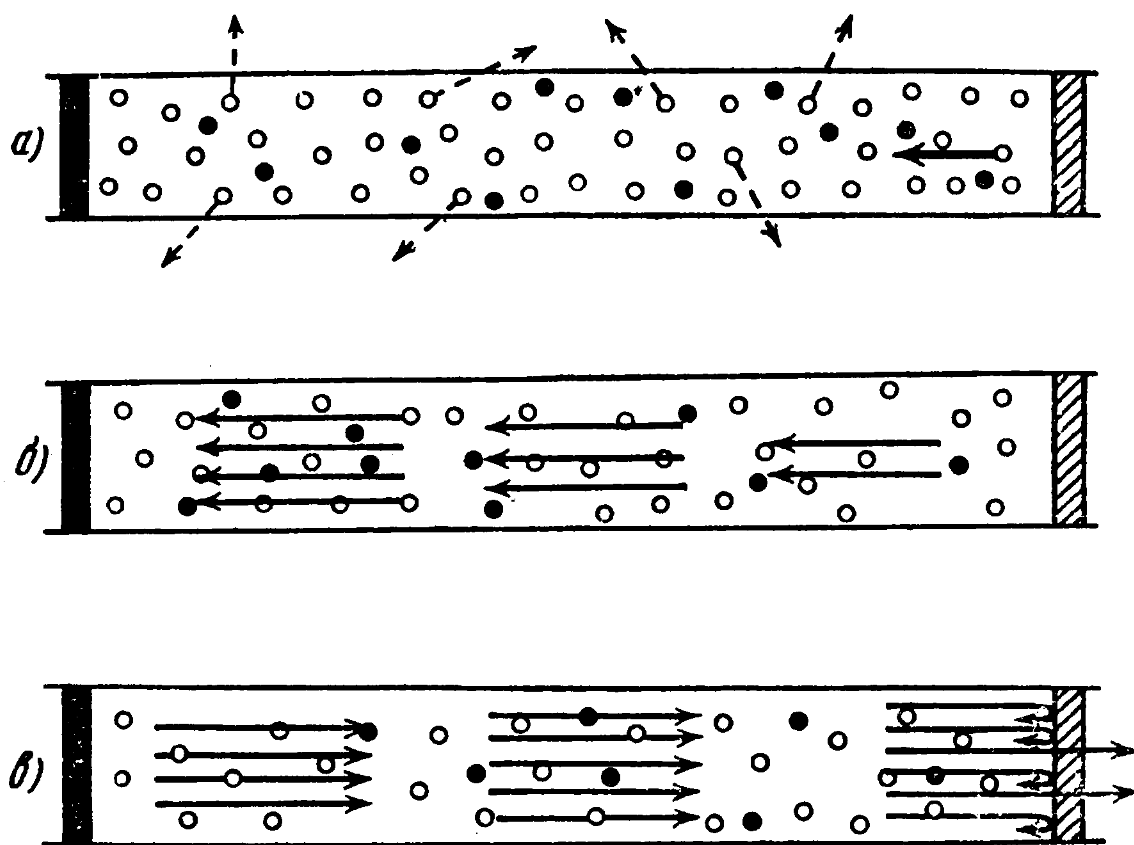


Рис. 2.33.

каждый фотон, прежде чем он успевает «прорваться» сквозь полупрозрачное зеркало, должен пройти все вещество лазера несколько раз.

На рисунке 2.33 показан момент возникновения излучения. Белые кружки — возбужденные «состояния 2» атомов неона, черные — атомы неона на нижних энергетических уровнях. Пунктирные стрелки на рис. 2.33, *а* — спонтанное излучение случайных направлений, кванты которого покидают лазер, не вызывая

дальнейшего излучения. Сплошная стрелка — квант, движущийся вдоль лазера и вызывающий в конце концов индуцированное излучение возбужденных атомов. Рис. 2.33, *б* — развитие процесса. По мере увеличения плотности движущихся вдоль оси лазера квантов число индуцированных переходов и появление новых квантов нарастают лавинообразно.

Однако бурный, лавинообразный рост плотности излучения возможен лишь в первые моменты: часть излучения уходит сквозь полупрозрачное зеркало, населенность уровня N_2 уменьшается, а N_1 — возрастает (рис. 2.33, *в*), что замедляет развитие процесса.

При работе на непрерывном режиме устанавливается равновесие, при котором убыль населенности уровня 2 непрерывно пополняется за счет соударений с атомами гелия, возбужденными до метастабильного состояния в газовом разряде.

В качестве рабочего вещества применяются также кристаллы рубина, подкачка которых осуществляется оптически. Ведутся поиски подходящих веществ для жидких лазеров. Появились полупроводниковые лазеры, в которых подкачка осуществляется пропускаемым сквозь прибор током.

Описание всех этих приборов можно найти в специальной литературе. Отметим лишь некоторые особенности рубинового лазера. Он изготовляется в виде тонкого цилиндра, длиной от нескольких миллиметров до дециметра. Зеркальные поверхности наносятся на очень точно отшлифованные торцы. В отличие от газового, рубиновый лазер может работать только в импульсном режиме, отдавая в коротком импульсе непрерывно накапливаемую энергию. В результате, при импульсе излучения длительности порядка 10^{-8} *сек* лазер отдает мощность, достигающую десятков и сотен миллионов ватт! Это определяет совершенно специфические особенности излучения лазера.

В таких импульсах плотность потока энергии достигает миллиарда ватт на 1 *см*^{2}, а амплитуда электрического поля световой волны — до миллиона вольт на сантиметр. И это не предел. Практически, идеально параллельный поток лучей когерентного излучения можно сфокусировать с помощью обычных линз так, что диаметр его сечения будет равен 0,001 *см*. При этом интенсивность потока может быть доведена до 10^{15} *вт/см*^{2}, а амплитуда электрического поля световой волны — до 10^9 *в/см*. Это поле большей напряженности, чем то, которое связывает в атомах и молекулах внешние электроны. Поэтому оно производит страшные разрушения в любых (непрозрачных и прозрачных) веществах. Световое давление, с трудом измеряемое в обычном потоке излучения, в таком сфокусированном потоке достигает миллиона атмосфер. С помощью таких импульсных лазеров легко прошиваются калиброванные отверстия в сверхтвердых металлах и алмазах.

Лазеры нашли неожиданное применение в медицине — своеобразную точечную сварку тканей: при глаукоме приваривается отслаивающаяся сетчатка глаза.

Расходимость пучка когерентного излучения лазера ничтожна. Легко достигается расходимость порядка угловой минуты; по-видимому, можно достигнуть угловых секунд (при расходимости пучка 2″ луч лазера, направленный с Земли, осветит на Луне площадку диаметром $\sim$ 5 *км*). Это делает излучение лазеров очень перспективным для дальней связи, в том числе межпланетной и, может быть, межзвездной: при малой расходимости потока излучения плотность энергии его убывает с расстоянием очень медленно. Кроме того, огромная частота излучения (для лазеров $10^{14} \div 10^{15}$ *гц*, что превышает частоту радиосвязи в 10^7 — 10^9 раз) позволит передавать по одному каналу огромный объем информации, например, десятки тысяч звуковых и сотни телевизионных программ одновременно.

Классический опыт Майкельсона (см. § 25), повторенный с применением лазеров, позволил достигнуть точности, при которой можно было бы обнаружить скорость по отношению к эфиру («эфирный ветер»), равную всего 0,003 *см/сек*, что превышает точность, достигнутую Майкельсоном, примерно в пять тысяч раз.

Принцип работы микроволновых квантовых генераторов, мазеров, — тот же, что и лазеров. Мы не описали квантовых усилителей, важным фактором работы которых является низкий уровень шумов (вызываемых спонтанным излучением). Подробное описание быстро развивающейся квантовой электроники и ее применений требует специальной книги.

В заключение остановимся кратко на причинах когерентности и высокой монохроматичности излучения лазера.

Индуцированное излучение можно представить себе как результат резонансной раскачки электрона электрическим полем проходящего фотона. Это и объясняет когерентность проходящего и излучаемого с его помощью фотонов.

Так как фотон проходит между зеркалами несколько раз, необходимо, чтобы фаза его при прохождении той же точки пространства (где находится «раскачиваемый» электрон) изменилась на величину, меньшую чем π, иначе раскачка сменится торможением. Пусть средний путь, проходимый фотоном, равен 25 *см*. При длине волны $\lambda = 10^4 \text{Å} = 10^{-4}$ *см* на этом пути укладывается $2{,}5 \cdot 10^5$ волн. Смещение же не должно превышать $0{,}5\,\lambda$, что дает возможные пределы вариации длины волны

$$\Delta\lambda = \frac{0{,}5}{2{,}5 \cdot 10^5} = 4 \cdot 10^{-6}\,\lambda = 0{,}04\ \text{Å}. \tag{53.2}$$

Очевидно, что ширина линии излучения лазера $0{,}1 \div 0{,}01$ Å — не предел. Чем менее прозрачно зеркало, пропускающее поток излучения, тем больше путь, совершаемый в среднем каждым фотоном в веществе, и тем меньше ширина линии излучения лазера. На причинах ничтожной расходимости потока излучения лазера мы останавливаться не будем.

ГЛАВА XV

СТРОЕНИЕ МОЛЕКУЛ И КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТЕЛ

§ 54. Обменное взаимодействие и природа химической связи

Понимание природы химической связи, обусловливающей образование молекул из атомов, кристаллических тел, а также природы межмолекулярных сил может быть достигнуто лишь на основании правильной, квантовомеханической модели атома, учитывающей волновые свойства электрона.

Волновая функция внешних электронов атома не обрывается резко при увеличении расстояния от центра атома, а постепенно, хотя и быстро, убывает. При сближении атомов размытые электронные облака внешних электронов частично перекрываются, что приводит к возникновению специфического взаимодействия. Это взаимодействие не имеет классических аналогов. Действительно, классическое рассмотрение электрического взаимодействия зарядов так или иначе сводится к взаимодействию точечных зарядов. Для точечных зарядов проблема их взаимного проникновения вообще не возникает. Поэтому электрическое взаимодействие классических зарядов целиком охватывается законом Кулона, в то время как электрическое взаимодействие реальных электронов, обладающих волновыми свойствами, не сводимо к обычному кулоновскому.

При сближении атомов перекрывание электронных облаков ведет к их деформации. Точный расчет изменений состояний столь тесно взаимодействующих электронов требует решения волнового уравнения Шредингера для системы всех участвующих во взаимодействии частиц. Сложность и громоздкость этого пути вынуждают ограничиться здесь лишь качественным рассмотрением явлений. В силу малости магнитных взаимодействий ими можно пренебречь. Что же касается электрических, то для того, чтобы понять специфику взаимодействия размазанных электронных облаков в атомах и молекулах, следует сравнить их с обычным кулоновским взаимо-

действием распределенных зарядов. В основе последнего лежит закон Кулона, описывающий взаимодействие точечных зарядов.

В случае неперекрывающихся объемных зарядов два элемента объема dv_1 и dv_2 с плотностями зарядов ρ_1 и ρ_2 соответственно обладают зарядами $dq_1=\rho_1 dv_1$ и $dq_2=\rho_2 dv_2$. Их взаимная потенциальная энергия есть

$$dW=\frac{dq_1 dq_2}{r_{1,2}}=\frac{\rho_1\rho_2}{r_{1,2}}dv_1 dv_2, \tag{54.1}$$

где $r_{1,2}$ — расстояние между ними. Полная энергия получится интегрированием по объемам обоих зарядов.

Если электрон описывается волновой функцией ψ, то объемная плотность заряда есть (см. § 49) $\rho=e|\psi|^2$. Рассмотрим случай,

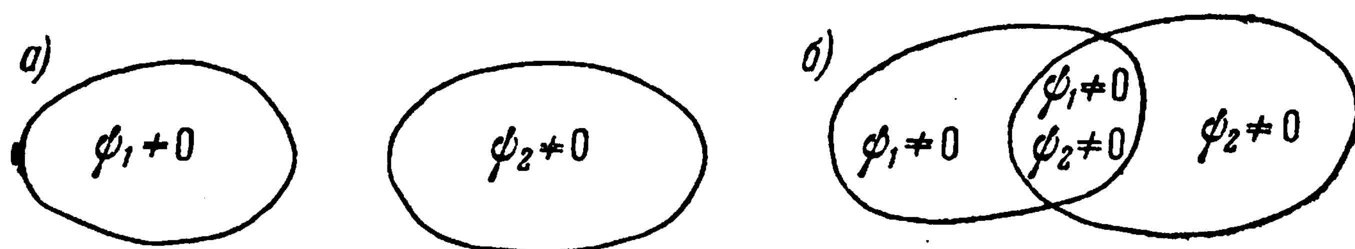


Рис. 2.34.

когда два электрона локализованы в различных областях пространства. Это значит, что волновые функции, описывающие эти электроны, ψ_1 и ψ_2, а значит, и соответствующие плотности зарядов ρ_1 и ρ_2, отличны от нуля в различных областях пространства, как это показано на рис. 2.34, *а*. В этом случае выражение для энергии взаимодействия не будет отличаться от классического выражения с соответствующими значениями плотностей заряда $\rho_1=e|\psi_1|^2$ и $\rho_2=e|\psi_2|^2$:

$$dW=e^2\frac{|\psi_1|^2|\psi_2|^2}{r_{1,2}}dv_1 dv_2. \tag{54.2}$$

В отличие от классических заряженных частиц корпускул, электроны не «непроницаемы». Например, в невозбужденном атоме гелия распределение зарядов обоих электронов вокруг ядра одинаковое — они описываются одинаковыми квантовыми числами $n=1$, $l=0$, $m=0$ и отличаются только спином $s=\pm\frac{1}{2}$. Значит, и волновые функции и плотности зарядов обоих электронов отличны от нуля в одной и той же области пространства. Но если существует область пространства, в которой обе функции ψ_1 и ψ_2 отличны от нуля (рис. 2.34, *б*), то выражение для плотности заряда зависит сразу и от ψ_1 и от ψ_2 («смешанная плотность заряда» — математическое выражение которой здесь опускается). Смешанной плотности заряда отвечает добавочная энергия взаи-

модействия, так называемая «обменная энергия». Это выражение не имеет классических аналогов по причинам, которые уже были указаны.

Как показывает расчет, добавочная (сверх кулоновской) энергия взаимодействия электронов, т. е. обменная энергия, положительна, если спины взаимодействующих электронов параллельны. Обменная энергия отрицательна, если спины электронов антипараллельны.

Мы приходим к важному выводу, который можно сформулировать в виде трех правил:

1. Удаленные друг от друга электроны (у которых волновые функции не перекрываются) взаимодействуют как классические распределенные заряды. Если области локализации перекрываются, появляется добавочное обменное взаимодействие.

2. Обменная энергия положительна при параллельных спинах электронов.

3. Обменная энергия отрицательна при антипараллельных спинах.

Следовательно, при сближении электронов, при взаимном перекрытии их волновых функций возникают добавочные силы сверх классических:

при параллельных спинах — отталкивание,

при антипараллельных спинах — притяжение.

Это объясняет, почему электроны стремятся занимать любые состояния попарно (в каждом состоянии — два электрона с противоположными спинами), так как при этом энергия системы будет наименьшей (за счет отрицательных добавок, обусловленных обменной энергией).

Рассмотрим, что может произойти при столкновениях атомов водорода. На больших расстояниях атомы водорода, как нейтральные частицы, практически не взаимодействуют (рис. 2.35, *а*). При сближении атомов электронные оболочки атомов перекрываются. При этом возможны два случая:

1. Спины электронов параллельны (рис. 2.35, *б*). Возникнут силы отталкивания и атомы разойдутся.

2. Спины электронов антипараллельны. Электроны будут стремиться образовать единую оболочку (рис. 2.35, *в*), которая окружит оба ядра. Ядра будут удерживаться на некотором расстоянии друг от друга в результате кулоновского отталкивания.

В атомах гелия два электрона заполненной K-оболочки обладают противоположными спинами. Атомы гелия не соединяются ни друг с другом, ни с другими атомами. Гелий — инертный (благородный) газ.

Два атома лития могут образовать молекулу, объединяя электроны L-слоя в одну оболочку. При этом электроны K-оболочек

будут отталкиваться по тем же причинам, по которым отталкиваются атомы гелия.

Из сказанного следует, что химически активными — «валентными» — будут лишь те электроны, которые не имеют парных по

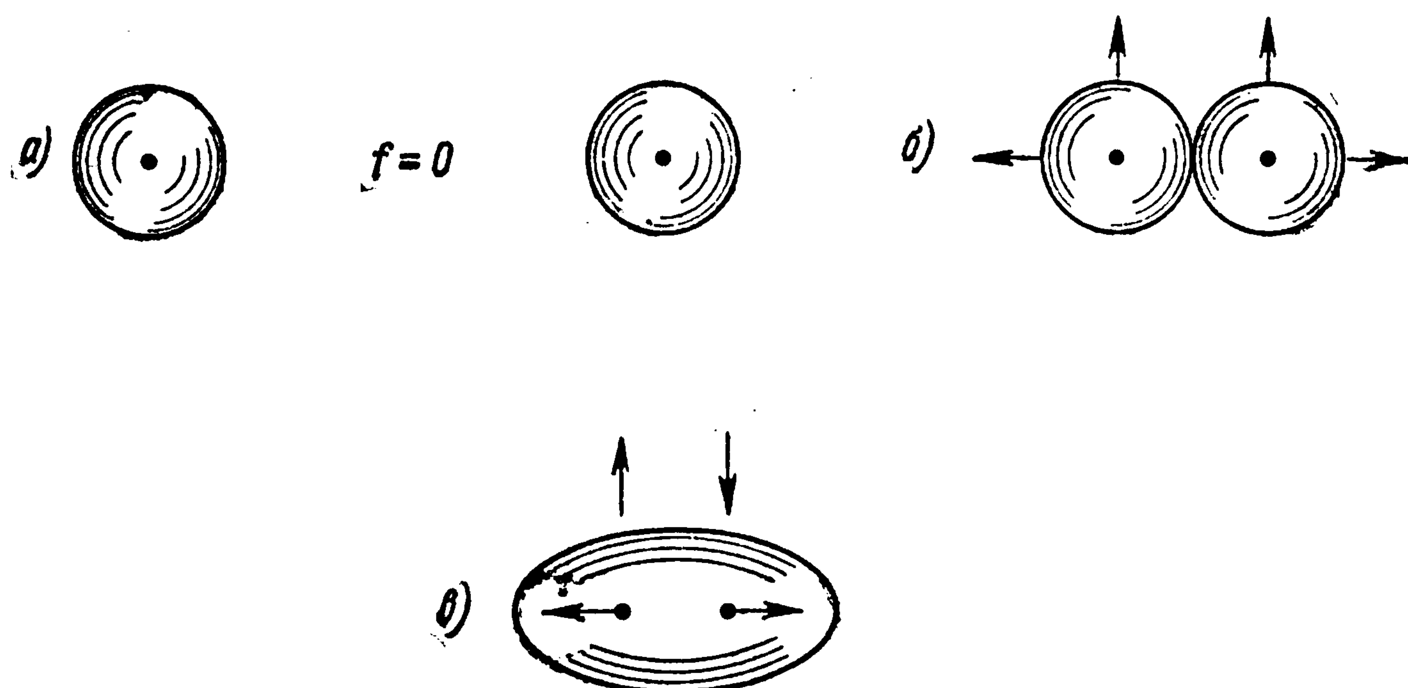


Рис. 2.35.

спину (как принято говорить, не насыщены по спину). Энергетически выгодное объединение электронов с противоположными спинами — насыщение по спину — и приводит к соединению атомов. Не следует думать, что атомы гелия вообще не могут образовать молекулы. Но для того чтобы это произошло, каждый из атомов должен быть возбужден: в первом и во втором слоях будет по одному электрону. Однако такая молекула будет весьма неустойчива: энергия двух невозбужденных атомов будет меньше.

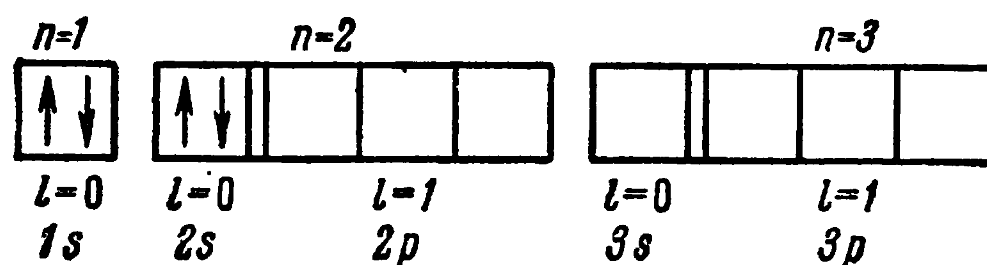


Рис. 2.36.

В дальнейшем в целях наглядности воспользуемся следующим изображением распределений электронов по состояниям. Состояние, характеризуемое квантовыми числами n, l, m, будем изображать квадратиком, группируя квадратики в прямоугольники по значениям n (т. е. по электронным слоям). В каждом квадратике должно быть не больше двух электронов с противоположными спинами, изображенными стрелками. На рис. 2.36 показан невозбужденный атом бериллия. Из рисунка следует, что атом бериллия в невозбужденном состоянии не обладает валентными электронами: строение L-слоя его электронной оболочки такое же, как и K-слоя, т. е. совпадает со строением электронной оболочки химически инертного гелия. Однако опыт показывает, что бериллий двухвалентен. В чем же отличие атомов бериллия от атомов гелия?

И тот и другой атомы могут обладать валентными электронами (с ненасыщенными спинами) при возбуждении (рис. 2.37). Но для этого один из электронов атома гелия должен перейти из слоя *K* в *L*, что требует энергии $\sim$ 20 *эв* и не перекрывается энергией, выделяющейся при соединении этого атома с другим. В случае бериллия два валентных электрона возникают при переходе одного из электронов *L*-оболочки из *s*-состояния в *p*-состояние в пределах той же оболочки. Это требует ничтожной энергии, многократно перекрываемой за счет энергии, выделяющейся при соединении двухвалентного атома бериллия с другим атомом.

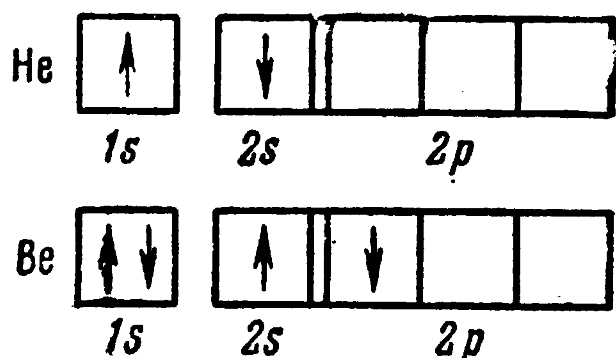


Рис. 2.37.

Рис. 2.38 показывает, что атомы бора и углерода в валентном состоянии трех-, двух- или четырехвалентны соответственно (CO и CO_2), хотя в стационарном состоянии у бора один электрон с ненасыщенным спином, у углерода — ни одного. Из рисунка видно, почему углерод не может быть трехвалентным.

Если молекула образуется за счет объединения валентных электронов в единую электронную оболочку, принято говорить о к о в а л е н т н о й или г о м е о п о л я р н о й химической связи. Такая связь не является единственно возможной.

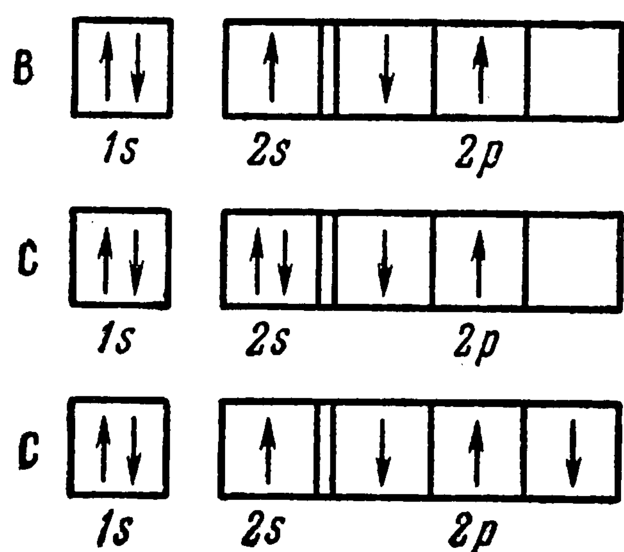


Рис. 2.38.

Другим важным типом химической связи является и о н н а я или г е т е р о п о л я р н а я. В качестве примера такой связи рассмотрим молекулу, состоящую из атомов натрия и фтора, NaF. У натрия *K*- и *L*-оболочки завершены (конфигурация электронов неона) и имеется один *s*-электрон в *M*-оболочке. Энергия связи этого электрона составляет 5,12 *эв*. В атоме фтора *K*-оболочка также завершена, но в *L*-оболочке имеется семь электронов: один спин не насыщен. В силу этого атом фтора может присоединить к себе восьмой электрон (превращаясь в отрицательный ион фтора), т. е. завершая свою электронную конфигурацию до конфигурации типа неона. Обменное взаимодействие обеспечивает сравнительно высокую энергию связи лишнего электрона: 4,13 *эв*. Казалось бы, переход валентного электрона Na к атому фтора энергетически невыгоден. В действительности он весьма выгоден, так как образовавшиеся ионы разных знаков при малых расстояниях имеют большую энергию связи. При расстоянии между ионами $r \approx 5$ Å

энергия связи будет:

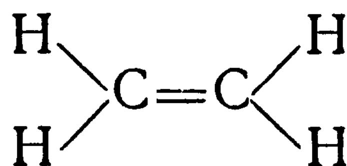
$$\frac{e^2}{r}=\frac{(4,8\cdot 10^{-10})^2}{5\cdot 10^{-8}\cdot 1,6\cdot 10^{-12}}\left[\frac{г\cdot см^3\cdot эв}{сек^2\cdot см\cdot эрг}\right]=2,9\ эв.$$

Таким образом, энергия, соответствующая силам, удерживающим ионы Na^+ и F^- друг около друга, оказывается равной 4,13 *эв* + 2,9 *эв* = 7,03 *эв*, что значительно превышает энергию связи электрона в атоме Na (5,12 *эв*). Ионы удерживаются от взаимного проникновения отталкиванием завершенных L-оболочек.

Однако чисто ионная связь есть абстракция, никогда не реализующаяся вполне. Электронное облако валентного электрона натрия не переходит целиком к фтору. Частично оно продолжает окружать и Na^+. Более того, электронное облако вокруг Na^+ содержит также, если можно так выразиться, долю электронного облака электронов F. Таким образом, связь оказывается смешанной — частично ионной, частично ковалентной. Отметим, однако, что при соединении тождественных атомов связь будет чисто ковалентной. Это следует из полной тождественности атомов, приводящих к столь же полной симметрии молекул, исключающей возможность образования ионов разных знаков.

Перейдем теперь к сложным молекулам, в которых имеют место особые связи, имеющие большое значение для понимания природы металлического состояния. Будем обозначать каждую связь (независимо от того, является ли она ковалентной или ионной) черточкой, как это принято в химии.

Рассмотрим молекулу этилена C_2H_4, структурную формулу которого химики записывают следующим образом:



Локализация связей здесь не вызывает сомнений: водород одновалентен, углерод четырехвалентен, следовательно, две связи соединяют атомы углерода между собой *). Пытаясь записать аналогичным образом структурную формулу молекулы бензола C_6H_6, мы придем к альтернативе, изображенной на рис. 2.39, *а* и *б*. Какая связь действительно реализуется в данной молекуле? Ответ состоит в том, что вторые связи не локализованы. Электронное облако, реализующее вторую (чисто ковалентную) связь, не расположено, например, между атомами α и β (рис. 2.39, *а*) и не отсутствует между атомами β и γ и т. д. Электронное облако, от-

*) Вопрос о точном пространственном расположении атомов в молекуле (т. е. о направлении валентных связей) тоже решается. Но он требует детального рассмотрения формы электронных облаков.

вечающее этим связям, распределено равномерно между всеми равноправными атомами углерода, т. е. по всему кольцу. Ни одна из структурных формул *а* или *б* не верна.

Такого типа связь принято называть нелокализованной. Нелокализованную связь можно изобразить замкнутым пунктирным кольцом, но такое обозначение также не очень удобно, так как не показывает числа участвующих в ней электронов. Бензольное кольцо можно, следовательно, рассматривать как линейный проводник (точнее, сверхпроводник), обтекаемый электрическим током.

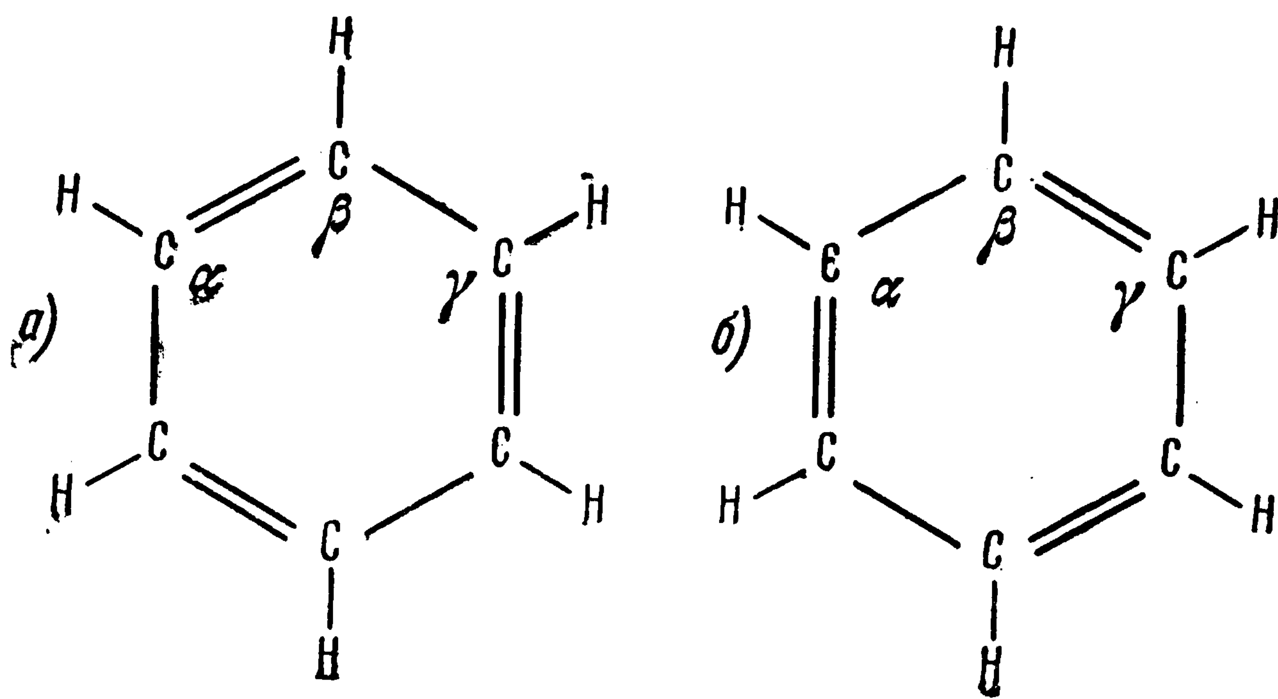


Рис. 2.39.

Во всех случаях, когда возможны различные варианты связей, в действительности не реализуется ни один из них: имеет место нелокализованная связь.

Из всего изложенного выше следует, что при образовании молекулы с локализованными ковалентными связями имеет место насыщение. Так, при соединении двух атомов водорода образуется молекула водорода. Ее спиновые связи насыщены, присоединение третьего атома за счет обменного взаимодействия невозможно. Она вполне симметрична относительно обоих атомов и, следовательно, никакой асимметрией в распределении электрических зарядов не обладает, не имеет электрического момента, и, следовательно, присоединение к ней других частиц не должно иметь места. Вещество обладает молекулярной структурой в любом агрегатном состоянии, находясь в растворе и т. д.

Иначе обстоит дело, если образуется молекула ионного типа. В такой молекуле заряды распределены несимметрично, и поэтому молекула обладает отличным от нуля электрическим моментом. Следовательно, она может интенсивно взаимодействовать с аналогичными молекулами. Такое вещество обладает молекулярным

строением лишь в газообразной фазе. В твердой фазе оно представляет собой кристалл, в узлах которого правильно чередуются положительные и отрицательные ионы. Каждый из них окружен ионами другого знака; взаимодействуют они одинаково, так что выделение молекул здесь теряет смысл. Кристаллы такого типа называются ионными. Примером ионного кристалла является поваренная соль NaCl (см. т. I, § 47, рис. 3.54). В растворах ионные молекулы могут диссоциировать; диссоциация становится возможной в силу того, что поляризация частиц среды ослабляет взаимодействие между ионами (степень уменьшения взаимодействия характеризуется диэлектрической проницаемостью растворителя ε) и тепловое движение разбивает молекулу на ионы.

Молекулярная структура отсутствует также при образовании твердого тела в случае ковалентных нелокализованных связей.

Кроме валентных сил, при взаимодействии атомов и молекул играют существенную роль и более слабые, так называемые поляризационные силы. Действие этих сил мы рассматривали в т. I, § 40 при выводе уравнения Ван-дер-Ваальса и в § 47 при описании молекулярных кристаллов.

Квантовомеханический расчет поляризационных сил был произведен Ф. Лондоном. Поскольку нас сейчас не интересуют сложные математические методы, позволяющие численно определить постоянные, входящие в выражение взаимодействия, ограничимся качественным рассмотрением вопроса.

Если атомы настолько удалены, что волновые функции электронов заметно не перекрываются, то обменное взаимодействие становится столь малым, что им можно пренебречь. Если бы распределение зарядов в обоих атомах оставалось при этом совершенно симметричным, можно было бы считать, что взаимодействие уже вовсе не имеет места. Однако если бы такой случай и реализовался, то отсутствие энергии взаимодействия между атомами в целом не означало бы отсутствия взаимодействия между отдельными его зарядами. В результате такого взаимодействия симметрия в распределении зарядов может быть нарушена и атомы приобретут электрические дипольные моменты. Их относительная ориентация показана на рис. 2.40. Энергия взаимодействия $U(r)$ отвечает притяжению, т. е. отрицательна (при принятой нормировке $U(\infty) = 0$). Следовательно, именно такое состояние будет устойчивым, а не состояние с большей энергией при отсутствии поляризации. Оценим теперь энергию взаимодействия и силы между молекулами, возникающие в силу их взаимной поляризации.

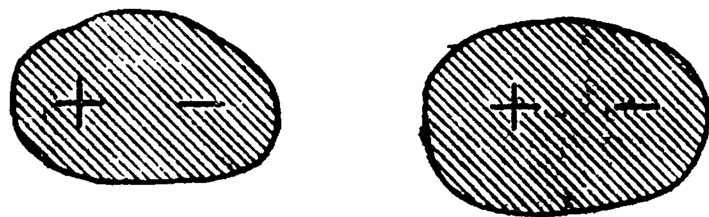


Рис. 2.40.

Обозначим электрическое поле первого диполя (убывающее как куб расстояния от диполя, см. т. II, § 2) через

$$E_1 \sim \frac{p_1}{r^3}. \tag{54.3}$$

В первом приближении величина дипольного момента должна быть пропорциональна напряженности поля, вызывающего поляризацию. Следовательно, если первая молекула приобрела дипольный момент p_1 и ее поле на расстоянии r есть (54.3), то в этом поле вторая молекула приобретет дипольный момент p_2, равный

$$p_2 = \alpha E_1 \sim \frac{\alpha p_1}{r^3}. \tag{54.4}$$

Потенциальная энергия диполя p_2 в поле E_1 (при указанной на рисунке их ориентации) U равна

$$U = -p_2 E_1 = -\alpha E_1^2 \sim -\frac{\alpha p_1^2}{r^6}. \tag{54.5}$$

Тот же результат мы получили бы, высчитывая энергию первого диполя в поле второго: выражение (54.5) дает их взаимную потенциальную энергию, которая обратно пропорциональна шестой степени расстояния между молекулами. Отсюда для силы притяжения между молекулами получаем:

$$F = -\frac{dU}{dr} \sim -\frac{6\alpha p_1^2}{r^7}, \tag{54.6}$$

т. е. эта сила обратно пропорциональна седьмой степени расстояния.

Наличие поляризационных сил обусловливает ван-дер-ваальсово притяжение между молекулами и возможность их агрегации (слипания) при понижении температуры. В некоторых случаях поляризационные силы могут являться причиной более слабых, чем валентные, химических связей. Следует помнить, что эти силы действуют не на любых расстояниях: при сближении молекул их электронные облака перекрываются, возникают быстро растущие с уменьшением r силы отталкивания. Потенциальная энергия и силы зависят от расстояния между центрами молекул так, как это показано в т. I, § 38, рис. 3.2. Минимуму потенциальной энергии при $r = r_0$ соответствует $F = 0$. Это расстояние отвечает устойчивому равновесию сблизившихся молекул.

В заключение этого параграфа остановимся коротко на механизме выделения энергии при образовании молекул из свободных атомов. Движущиеся свободные атомы обладают положительной кинетической энергией, их потенциальная энергия U равна нулю. В молекуле $U < 0$ (энергия связи) и полная энергия отрицательна.

Следовательно, при образовании молекулы излишек энергии должен быть отдан. Механизмы отдачи энергии различны. Мы отметим лишь два из них. Энергия, отдаваемая при образовании молекулы, может выделиться в виде фотона электромагнитного излучения. Если в момент сближения взаимодействующих атомов на расстояние $r \approx r_0$ с ними сталкивается еще какая-нибудь третья нейтральная (т. е. не реагирующая) частица M, то эта частица может воспринять и унести с собой избыток энергии и тем самым стабилизировать образовавшуюся молекулу. Такими третьими нейтральными частицами в некоторых случаях могут быть молекулы твердой стенки. Например, в водородной горелке используется реакция рекомбинации атомарного водорода в молекулы:



$$H + H \rightarrow H_2. \qquad (54.7)$$

Атомы водорода, полученные в дуговом разряде, выдуваются из последнего на твердую поверхность, где и рекомбинируют. Энергия реакции (54.7) отдается стенке. Эта энергия ΔE составляет около $4{,}6 \cdot 10^5$ *кдж/кмоль* и разогревает поверхность до очень высоких температур, необходимых для расплавления и сварки металлов.

§ 55. Уровни энергии и спектры молекул

В образовавшейся молекуле атомные ядра не сохраняют относительной неподвижности. В силу того, что масса атомного ядра в тысячи раз превышает массу электрона, движение ядер можно рассматривать как бесконечно медленное по сравнению с движением электронов. Это позволяет считать, что при каждом данном расстоянии r между ядрами успевает установиться стационарное распределение электронной плотности — стационарная ψ-функция. Полная энергия движения и взаимодействия всей совокупности электронов U определяется взаимным расположением ядер и является функцией их расстояния: $U = U(r)$. Вся энергия системы E включает еще кинетическую энергию движущихся ядер, т. е.

$$E = \sum_i \frac{M_i V_i^2}{2} + U(r). \qquad (55.1)$$

Отсюда видно, что по отношению к ядрам функцию $U(r)$ можно рассматривать как *потенциальную энергию их взаимодействия*. Величина

$$F = -\frac{dU}{dr} \qquad (55.2)$$

будет тогда представлять силу взаимодействия между атомами, центры которых (ядра) расположены на расстоянии r друг от друга.

Молекула в целом представляет собой квантовую систему, обладающую вполне определенными дискретными уровнями энергии. Соответственно большому числу частиц, составляющих эту систему (ядра, электроны), молекула обладает большим числом степеней свободы и систематика этих уровней является весьма сложной.

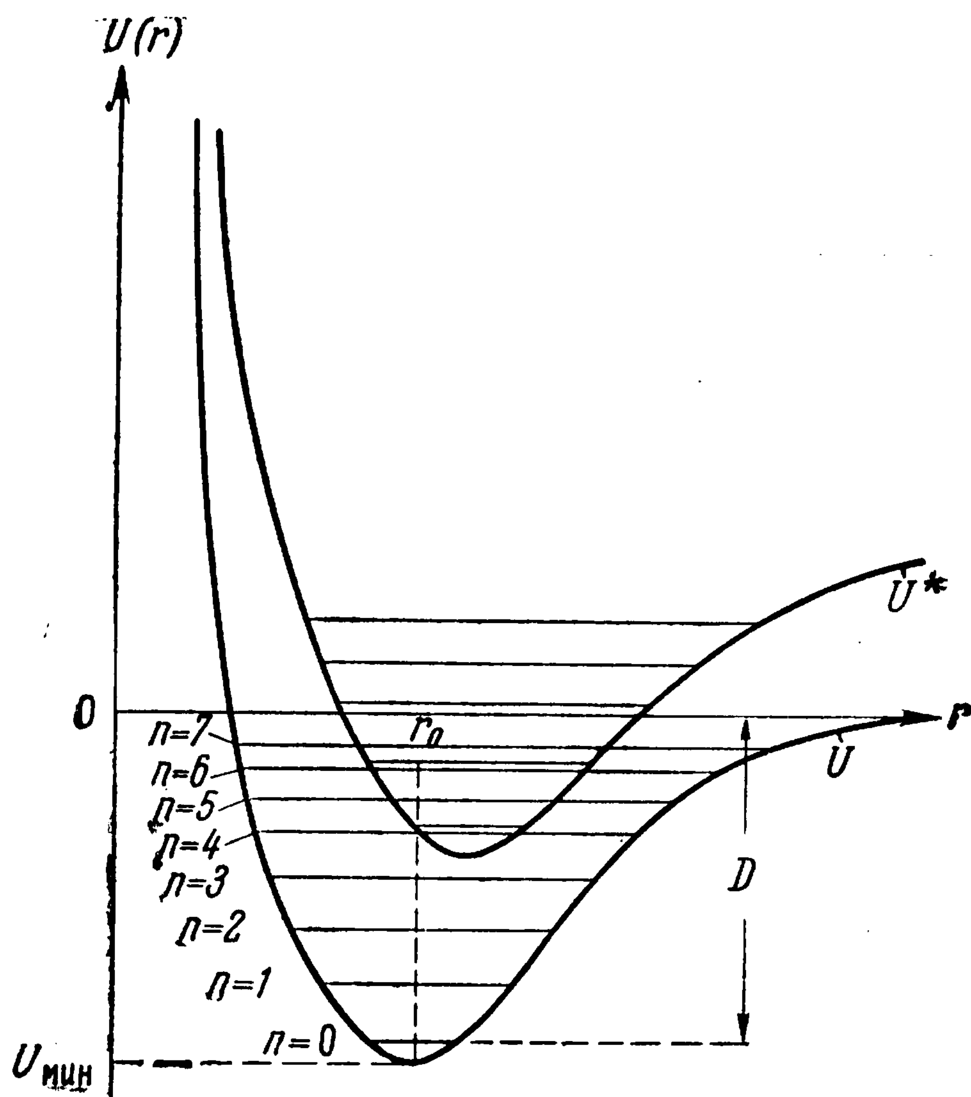


Рис. 2.41.

Во-первых, система электронов, принадлежащих молекуле при постоянном расстоянии между ядрами, может иметь различную конфигурацию и находиться на различных энергетических уровнях. Представим себе, например, что один из соединяющихся атомов A и B первоначально (при $r=\infty$) находился в возбужденном состоянии A^*. Тогда, при сближении атомов A^* и B, конфигурация и перекрытие электронных облаков будут иными, чем при соединении невозбужденных атомов A и B, и энергия электронных движений и взаимодействий $U^*(r)$ будет больше. Возможный ход кривых $U(r)$ и $U^*(r)$ изображен на рис. 2.41. Следует иметь в виду, что возбужденных электронных состояний $U^*(r)$ может быть не одно, а много.

Во-вторых, при данной электронной конфигурации полная энергия системы (55.1) зависит от характера движения ядер. Движения молекулы можно разделить на поступательное, вращательное и колебательное. В первом приближении, при малых изменениях расстояния между атомами, $|r-r_0|\ll r_0$, поступательному и вращательному движению соответствует только кинетическая форма энергии. Колебательному же движению, кроме кинетической энергии, соответствует и потенциальная энергия $U(r)$. Учитывая эти обстоятельства, можно переписать (55.1) в виде

$$E=\varepsilon_{пост}+\varepsilon_{вр}+\varepsilon_{кол}+U(r). \qquad (55.3)$$

При достаточно большом объеме сосуда, предоставленном молекулам, поступательная энергия имеет сплошной спектр и

ее среднее значение равно $\frac{3}{2}kT$ (см. т. I, § 33), что при комнатных температурах составляет $\sim 0{,}04$ *эв*.

Энергия вращательного движения, в соответствии с результатами § 48, для пространственного ротатора имеет дискретный спектр и может принимать значения:

$$\varepsilon_{вр} = l(l+1)\frac{\hbar^2}{2J}; \quad l = 0,\ 1,\ 2,\ \ldots \tag{55.4}$$

Для двухатомной молекулы (Li_2) с массой атомов $M = 15 \times \times 1{,}67 \cdot 10^{-24} = 2{,}5 \cdot 10^{-23}$ *г* и расстоянием между ядрами $r_0 = 3\text{Å} = 3 \cdot 10^{-8}$ *см* момент инерции порядка $J = \frac{1}{2}Mr_0^2 \approx 10^{-38}$ *г·см*² и ширина энергетической ступеньки порядка

$$\varepsilon_1 = \frac{1 \cdot 2 \cdot \hbar^2}{2J} \approx \frac{2 \cdot 1{,}11 \cdot 10^{-54}}{2 \cdot 10^{-38} \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-12}} \left[\frac{эрг^2 \cdot сек^2}{г \cdot см^2 \cdot эрг/эв}\right] \approx 6{,}9 \cdot 10^{-5}\ эв.$$

При комнатной температуре $kT \approx 3 \cdot 10^{-2}$ *эв* (см. т. I, § 33) и $\varepsilon_1 \ll kT$, так что вращательные степени свободы возбуждены.

Наконец, потенциальная энергия колебательного движения $U(r)$ вблизи положения равновесия (см. рис. 2.41) может быть приближенно заменена параболой

$$U(r) = U(r_0) + \frac{k(r-r_0)^2}{2}. \tag{55.5}$$

При таком виде потенциальной энергии колебания молекулы можно считать гармоническими. Энергия такого гармонического осциллятора может принимать значения

$$\varepsilon_{кол} = \left(n + \frac{1}{2}\right)h\nu_0; \quad n = 0,\ 1,\ 2,\ \ldots, \tag{55.6}$$

где ν_0 — собственная частота данного типа колебаний. Энергетические ступеньки (55.6) колебательного движения нанесены на рис. 2.41 как для основного, так и для возбужденного электронного состояния. При $n = 0$ наинизший колебательный уровень обладает «нулевой» энергией

$$\varepsilon_{кол\,0} = \frac{1}{2}h\nu_0 \tag{55.7}$$

порядка 0,1—0,3 *эв*. При комнатной температуре почти все такие степени свободы вымерзают, у всех молекул $\varepsilon_{кол} = \varepsilon_{кол\,0}$. Дальше энергетические ступеньки (55.6) идут равномерно (до тех пор, пока правильно приближение (55.5)), но по мере приближения потенциальной энергии $U(r)$ в крайнем правом положении ($r = r_{макс}$) к нулю эти ступеньки сгущаются, так как колебания перестают быть гармоническими. Благодаря наличию нулевой энергии коле-

баний (55.7) фактическая энергия диссоциации D должна иметь значение:

$$D = |U_{\text{мин}}| - \frac{1}{2}h\nu_0. \qquad (55.8)$$

Испускание и поглощение фотонов молекулой обусловлено переходом молекулы с одного энергетического уровня на другой. Видимые спектры молекул ($\Delta E \approx 2$ *эв*) излучаются при переходе с возбужденного электронного уровня на нормальный. При этом может измениться и квантовое число колебательного уровня. Энергетические ступеньки колебательного движения молекул много меньше ступенек электронных возбуждений. Поэтому возможность изменения колебаний при электронном переходе приводит к появлению ряда близких линий вместо одной линии, отвечающей изменению только электронной конфигурации. Принято говорить, что спектральная линия расщепляется в силу наличия добавочных колебательных термов.

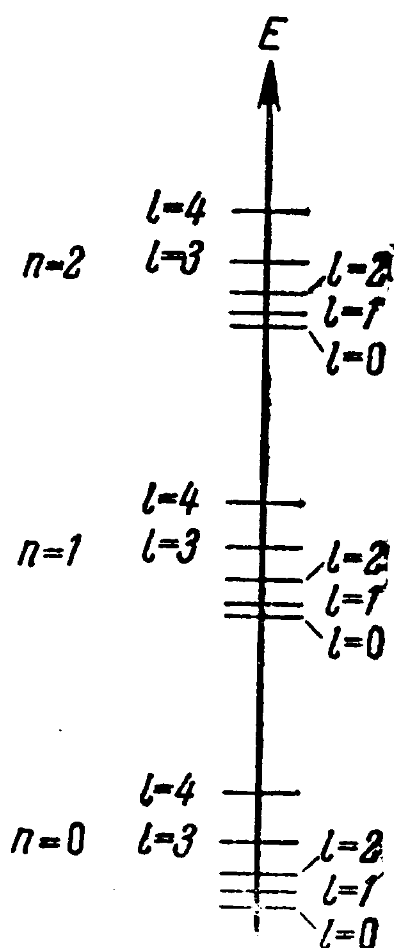


Рис. 2.42.

Каждый из таких переходов может сопровождаться одновременным изменением вращательной энергии молекулы (т. е. квантового числа l), энергетические ступеньки которого еще меньше ступенек колебательного движения. На рис. 2.42 приведена схема колебательно-вращательных термов двухатомной молекулы. Следовательно, каждая электронно-колебательная линия расщепляется в соответствии с имеющимися вращательными уровнями энергии. Так как термы расположены очень близко, то и линии в спектрах лежат весьма близко друг от друга, так что вся совокупность линий образует почти сплошную полосу.

Для асимметричных молекул, обладающих дипольным электрическим моментом, изменение колебательного уровня приводит к излучению (поглощению) электромагнитных волн даже без электронного перехода. При этом будет излучаться (поглощаться) фотон, принадлежащий инфракрасной области спектра. Благодаря возможности одновременного изменения и вращательной энергии эти инфракрасные колебательно-вращательные спектры испускания и поглощения молекул также полосатые. Примерный вид такого спектра (кривая поглощения хлористого водорода) приведен на рис. 2.43. Из сказанного следует, что инфракрасные лучи могут поглощаться газами, молекулы которых обладают электрическим дипольным моментом и поэтому, как говорят, оптически активны.

Основные газы атмосферы, N_2 и O_2, имеют симметричное строение и свободно пропускают инфракрасные лучи. Поглощение

последних атмосферой в основном определяется содержанием паров воды, молекула которой H_2O обладает значительным дипольным моментом. На рис. 2.44 показан спектр поглощения инфракрасных

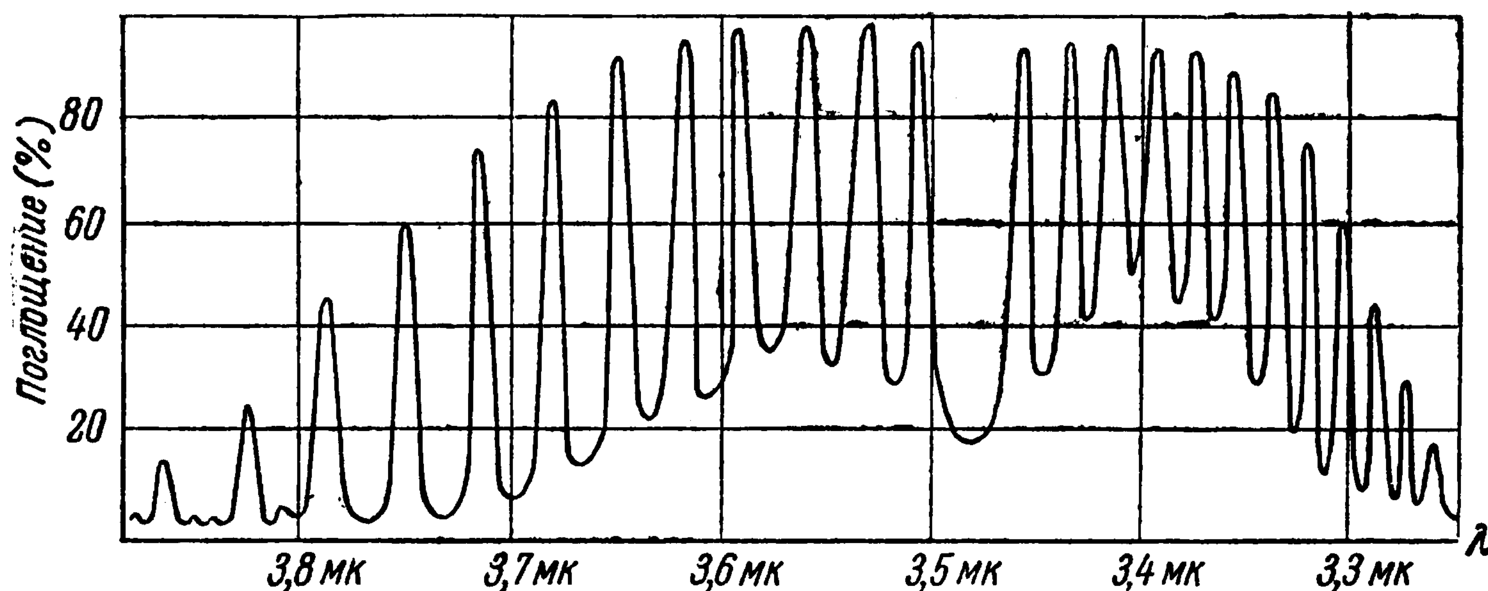


Рис. 2.43.

лучей парами воды. В тех участках спектра, где коэффициент поглощения близок к нулю, атмосфера имеет «окна», т. е. прозрачна для данных интервалов длин волн.

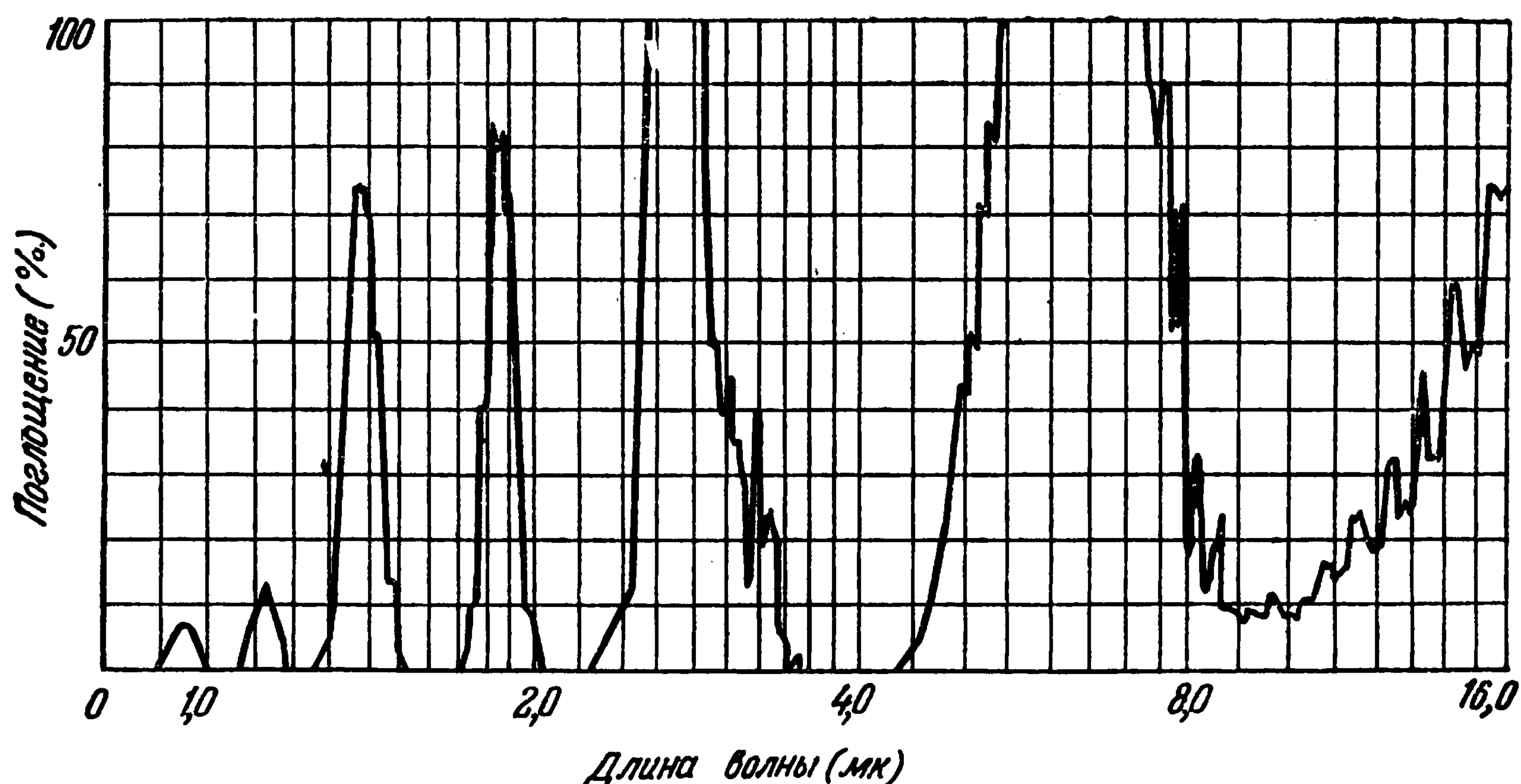


Рис. 2.44.

В случае атомов не любой переход с одного энергетического уровня на другой может быть осуществлен при поглощении или испускании фотона. Аналогичные **правила отбора** существуют и для оптических переходов молекул. Благодаря комбинированию электронных, колебательных и вращательных термов эти правила отбора значительно сложней, чем в атомах.

В точной теории приходится учитывать взаимодействие различных типов движения. Так, при электронном переходе меняется и

равновесное расстояние между ядрами r_0, а следовательно, и момент инерции молекулы J. Вследствие асимметрии потенциальной кривой $U(r)$ на высоких колебательных уровнях среднее расстояние атомов в молекуле $\bar{r}$ несколько превышает равновесное r_0, что в свою очередь также изменяет момент инерции и систему вращательных уровней (55.4).

Изучение и расшифровка молекулярных спектров позволяют разобраться в детальной структуре молекул и имеют широкое применение для химического анализа и в других технологических проблемах.

Изучение молекулярных спектров испускания и поглощения затрудняется тем обстоятельством, что они лежат в инфракрасной области. Как указывалось, удобными для тех же целей (определения энергетических уровней молекул, их структуры и т. д.) являются спектры комбинационного рассеяния. Однако не следует думать, что они эквивалентны друг другу. Правила отбора для них разные. Переходы, запрещенные в оптических спектрах, могут быть обнаружены в спектрах комбинационного рассеяния и обратно. Поэтому при изучении молекул оба метода существенно дополняют друг друга.

§ 56. Энергетические зоны кристаллических тел

В одноэлектронном атоме (§ 49) электрон находится на одном из возможных энергетических уровней E_1, E_2, E_3, . . . Для перехода из нормального состояния в одно из возбужденных ему надо сообщить дополнительную порцию энергии $\Delta E = E_i - E_1$. В многоэлектронном атоме (§ 51) электроны парами заполняют нижние энергетические уровни.

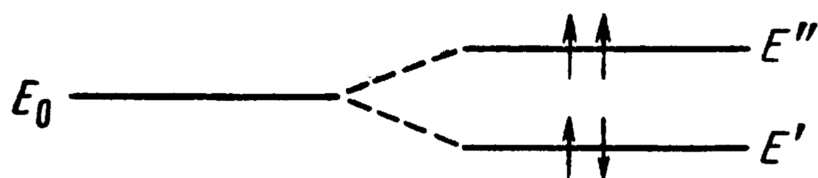


Рис. 2.45.

При соединении атомов в молекулы и кристаллы добавочное взаимодействие вызывает дополнительное расщепление электронных энергетических уровней. На рис. 2.45 показано схематически это расщепление при образовании ковалентной связи. Обозначим через E_0 энергию электронных конфигураций в двух независимых атомах ($r = \infty$). Волновая функция при отсутствии взаимодействия колеблется с частотой $\nu_0 = \frac{E_0}{h}$. При сближении атомов, в зависимости от взаимной ориентации спинов, дополнительная обменная энергия может иметь различные знаки и уровень расщепляется на два: E' и E''. Относительная ориентация спинов электронов показана стрелками на соответствующих подуровнях.

Для того чтобы пояснить изменение энергий и частот при взаимодействии колебательных систем, рассмотрим несколько подробнее классическую механическую аналогию.

На рис. 2.46 изображена упругая струна длиной $2a$, закрепленная по концам и натянутая с силой S. Посередине струны закреплен шарик с массой m. При смещении шарика перпендикулярно к струне на малое расстояние $x \ll a$ (при малом x величину натяжения струны S можно принять неизменной) на него будет действовать сила

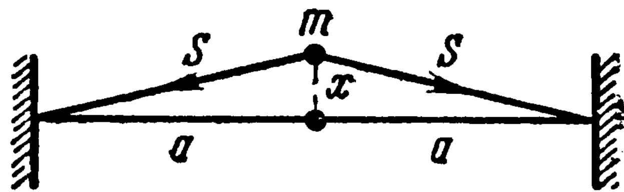


Рис. 2.46.

$$F_x = -2S\frac{x}{a}, \tag{56.1}$$

возвращающая его в положение равновесия. Уравнение движения шарика имеет вид

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{2S}{a}x \tag{56.2}$$

и совпадает с уравнением движения упруго связанной точки. Такая точка (см. т. I, § 51) будет совершать гармонические колебания с собственной частотой:

$$\nu_0 = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{2S}{am}}. \tag{56.3}$$

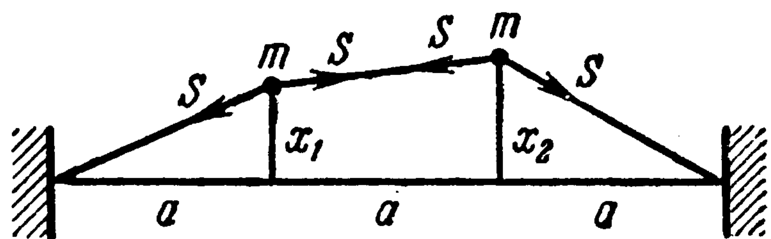


Рис. 2.47.

Пусть теперь на аналогичной струне на таких же расстояниях помещены два одинаковых шарика той же массы (рис. 2.47). Составляя аналогичным путем уравнения движения обоих шариков, получаем:

$$\left.\begin{aligned} m\frac{d^2x_1}{dt^2} &= -\frac{S}{a}x_1 + \frac{S}{a}(x_2 - x_1) \\ \text{и}\qquad m\frac{d^2x_2}{dt^2} &= -\frac{S}{a}x_2 - \frac{S}{a}(x_2 - x_1). \end{aligned}\right\} \tag{56.4}$$

Складывая и вычитая эти уравнения, получаем:

$$m\frac{d^2(x_1 + x_2)}{dt^2} = -\frac{S}{a}(x_1 + x_2) \tag{56.5}$$

и

$$m\frac{d^2(x_1 - x_2)}{dt^2} = -\frac{3S}{a}(x_1 - x_2). \tag{56.6}$$

Отсюда следует, что система из двух связанных шариков может совершать два типа независимых колебаний:

1. Симметричное колебание, когда оба шарика движутся одинаково:

$$x_1 - x_2 = 0, \quad \text{т. е.} \quad x_1 = x_2. \tag{56.7}$$

В этом случае из уравнения (56.5) следует, что такое колебание (изображенное на рис. 2.48, *а*) происходит с частотой

$$\nu_{\text{сим}} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{S}{am}} < \nu_0. \tag{56.8}$$

2. Антисимметричное колебание:

$$x_1+x_2=0, \quad \text{т. е.} \quad x_2=-x_1 \tag{56.9}$$

— шарики смещаются в противоположные стороны. В этом случае из уравнения (56.6) следует, что такое колебание, изображенное на рис. 2.48, *б*, происходит с частотой

$$\nu_{\text{антисим}}=\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{3S}{am}}>\nu_0. \tag{56.10}$$

Таким образом, если два шарика раздельно колеблются с одинаковой частотой ν_0, то при наличии связи между ними колебания системы разделяются на два типа с различными частотами: $\nu_{\text{сим}}$ и $\nu_{\text{антисим}}$, причем наименьшей частотой обладает симметричное колебание без узлов на струне (рис. 2.48, *а*). Антисимметричное колебание имеет узел посередине струны (рис. 2.48, *б*) и более высокую частоту.

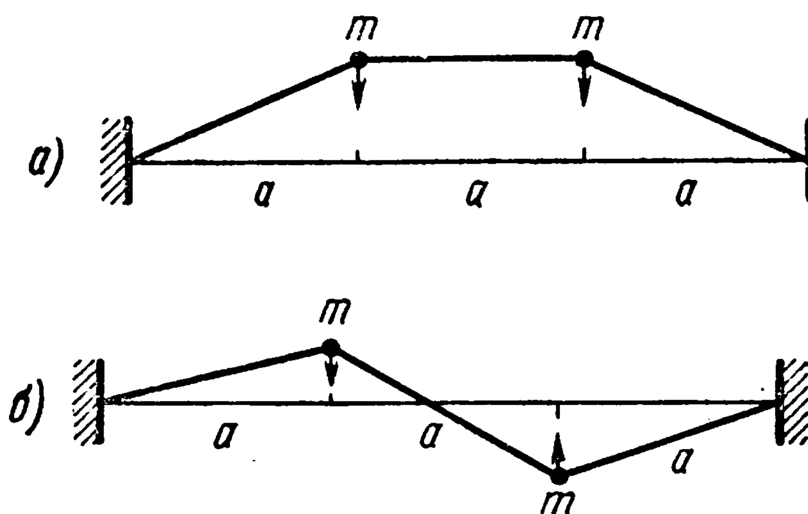


Рис. 2.48.

Эти характерные свойства рассмотренной механической модели сохраняются и для других типов колебательных процессов. Если два одинаковых электрических контура имеют собственную частоту колебаний ν_0, то при наличии связи между ними (например, путем взаимной индукции катушек обоих контуров) система может совершать два различных типа колебаний. Симметричное колебание, при котором токи и напряжения в обоих контурах колеблются в одинаковой фазе, будет иметь частоту $\nu_{\text{сим}}<\nu_0$. Антисимметричное колебание, при котором токи и напряжения в обоих контурах имеют противоположную фазу, будет происходить с частотой $\nu_{\text{антисим}}>\nu_0$.

Аналогичная картина наблюдается и для ψ-функций электронов при соединении атомов в молекулу. Рассмотрим с этой точки зрения уже разбиравшееся в § 54 образование молекулы водорода из двух одинаковых атомов. Пока атомы далеко и практически не взаимодействуют, каждый электрон в своем атоме обладает определенной энергией нормального состояния E и его ψ-функция колеблется с частотой $\nu=\frac{E}{h}$.

При сближении атомов внешние электроны образуют систему, которая должна описываться единой волновой функцией так, чтобы удовлетворялся запрет Паули. Это делается следующим образом (для простоты ограничиваемся случаем двух электронов).

Обозначим пространственные и спиновую переменные электронов 1 и 2 через $\mathbf{r}_1$, σ_1 и $\mathbf{r}_2$, σ_2 соответственно. Потребуем, чтобы волновая функция меняла знак при замене состояний электронов $1 \leftrightarrow 2$:

$$\psi(\mathbf{r}_1, \sigma_1; \mathbf{r}_2, \sigma_2)=-\psi(\mathbf{r}_2, \sigma_2; \mathbf{r}_1, \sigma_1). \tag{56.11}$$

Если оба состояния электронов тождественны, то такая замена их местами физически ничего не меняет и волновая функция должна остаться неизменной. Следовательно, в этом случае волновая функция должна равняться самой себе с обратным знаком, а это может быть, только если она равна нулю. Значит, условие (56.11) исключает состояния системы, при которых два электрона находились бы в одном и том же состоянии: этому условию удовлетворяют волновые функции частиц, подчиняющихся запрету Паули.

Могут иметь место два случая:

1) Волновая функция меняет знак при перестановке спиновых переменных и сохраняет знак при перестановке координат — симметричная в координатах и антисимметричная в спинах волновая функция.

2) Волновая функция антисимметрична в координатах и симметрична относительно спиновых переменных. Симметричная в координатах ψ-функция отвечает антипараллельным спинам, антисимметричная в координатах — параллельным. Обозначим энергии этих состояний в соответствии с рис. 2.45:

$$E_{\text{сим}} = E' \quad \text{и} \quad E_{\text{антисим}} = E''.$$

Энергия E', отвечающая антипараллельным спинам, будет меньше, чем энергия E'' в случае параллельных спинов:

$$E' < E''. \qquad (56.12)$$

На рис. 2.49 изображено распределение плотности электрического заряда для состояния с антипараллельными спинами (энергия E'). В этом случае электронные облака между ядрами перекрываются, образуя в этой области повышенную плотность отрицательного заряда. Этот отрицательный заряд притягивает к себе оба ядра, пока они еще далеко друг от друга, и делает возможным образование устойчивой молекулы. На малых расстояниях отталкивание одноименно заряженных ядер превышает стягивающую силу электронного облака и дальнейшее сближение ядер прекращается.

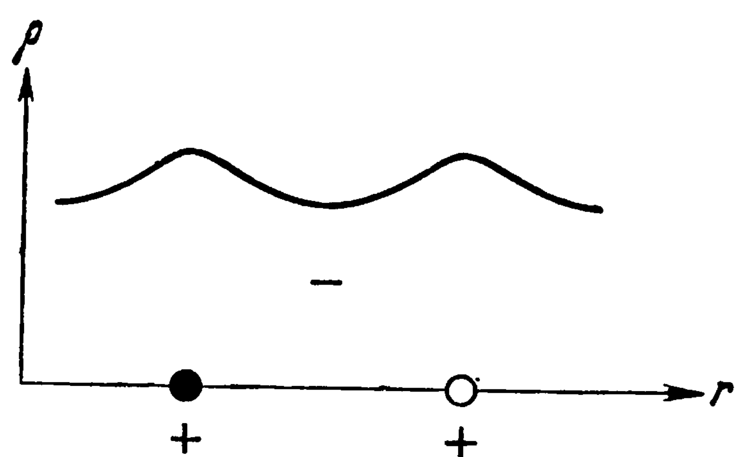


Рис. 2.49.

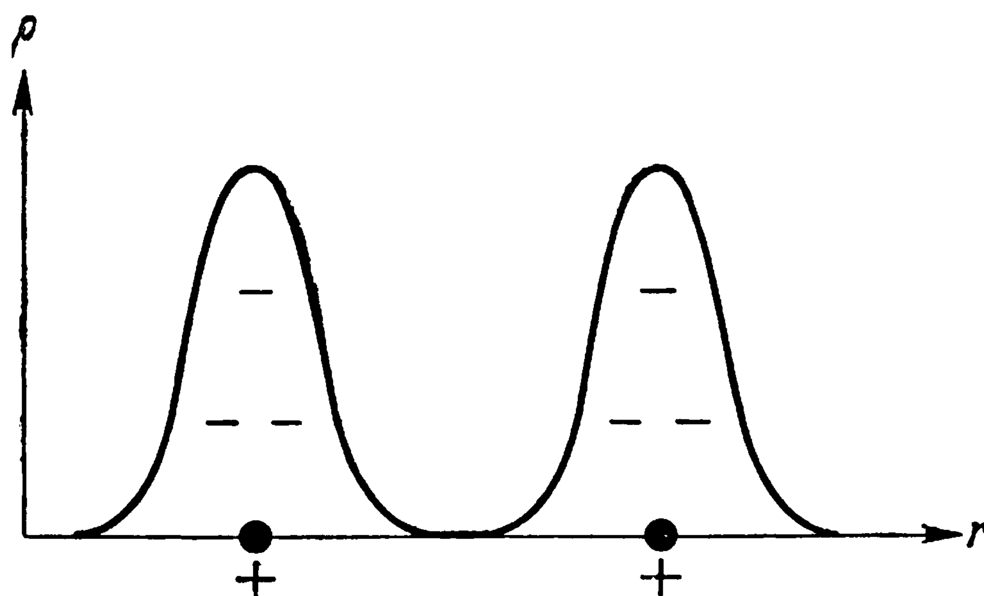


Рис. 2.50.

На рис. 2.50 изображено распределение плотности заряда электронов для состояния с параллельными спинами электронов (энергия E''). В этом случае электронные облака почти не перекрываются и отталкивают друг друга, препятствуя образованию устойчивой молекулы.

Возвращаясь к механической аналогии, заметим, что для струны с тремя одинаковыми шариками возможны три типа собственных колебаний, изображенных на рис. 2.51. Наинизшей частотой

$$\nu_1 = \nu_0 \sqrt{1 - \frac{1}{\sqrt{2}}}$$

обладает симметричное колебание без узлов, изображенное на рис. 2.51, *а*. Чисто антисимметричное колебание с одним узлом (рис. 2.51 *б*) имеет частоту

$$\nu_2 = \nu_0.$$

Наивысшую частоту

$$\nu_3 = \nu_0 \sqrt{1 + \frac{1}{\sqrt{2}}}$$

имеет колебание с двумя узлами, изображенное на рис. 2.51, *в*.

Колебания системы из n одинаковых шариков на струне расщепляются на n типов собственных колебаний с частотами

$$\nu_1 < \nu_2 < \nu_3 < \ldots < \nu_n,$$

по порядку величины близкими к частоте собственных колебаний одиночного шарика ν_0.

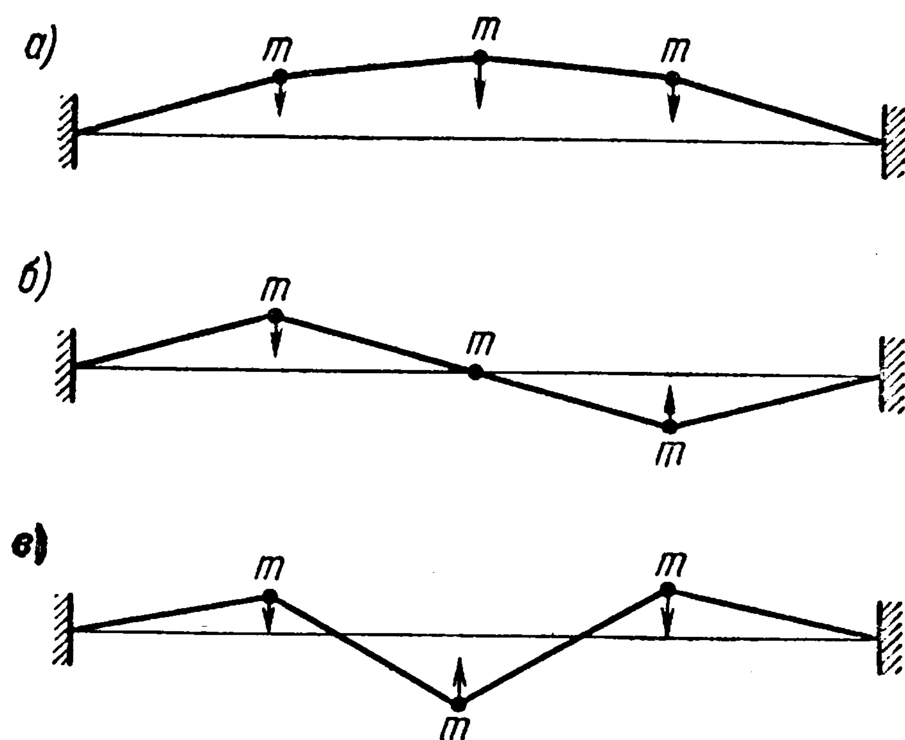


Рис. 2.51.

При объединении n одинаковых атомов в молекулу или кристалл происходит (аналогично рис. 2.45) расщепление энергетических уровней на группы из n близких уровней. Эти группы близких уровней носят название **энергетических зон** (см. т. II, §§ 21 и 28).

Рассмотрим пример соединения атомов щелочного металла лития. Одиночный атом Li имеет замкнутую K-оболочку из двух s-электронов и один s-электрон на внешней L-оболочке. При объединении двух атомов в молекулу Li_2 структура их K-оболочек практически не изменяется и ковалентная связь двух ионов Li^+ реализуется объединением обоих внешних $2s$-электронов. Отталкивание ионов Li^+ не позволяет им подойти очень близко друг к другу и энергия связи молекулы Li_2 сравнительно невелика, порядка 0,53 *эв*. Благодаря столь низкой энергии связи Li_2 легко диссоциирует и в парах молекулы лития практически одноатомны (Li, а не Li_2). В одиночном атоме лития L-оболочка содержит несколько возможных различных состояний (s и p, см. § 49). При образовании молекулы Li_2 эти состояния соответственно объединяются. Число объединяющихся s-состояний в каждом атоме равно двум (с учетом ориентации спина). Что же касается p-состояний, то здесь

существенны лишь те, которым отвечает электронное облако, вытянутое в направлении второго атома. Таким образом, при образовании Li_2 возникают две энергетические зоны *s* и *p*, энергетические уровни которых расщепляются на два очень близких подуровня, как это показано на рис. 2.52. Каждый из подуровней может заполняться двумя электронами с антипараллельными спинами. Таким образом, в молекуле лития в общей электронной оболочке заняты лишь два *s*-состояния из четырех возможных состояний нижней зоны, а *p*-уровни полностью свободны, как и в нормальных состояниях одиночных атомов. Частичное заполнение предоставленной электронам энергетической

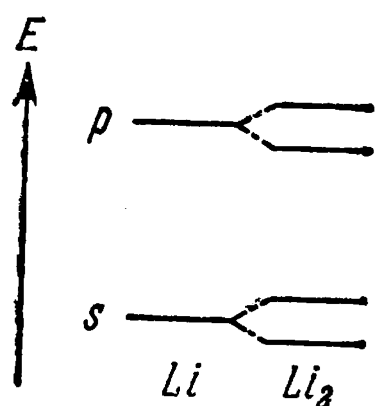


Рис. 2.52.

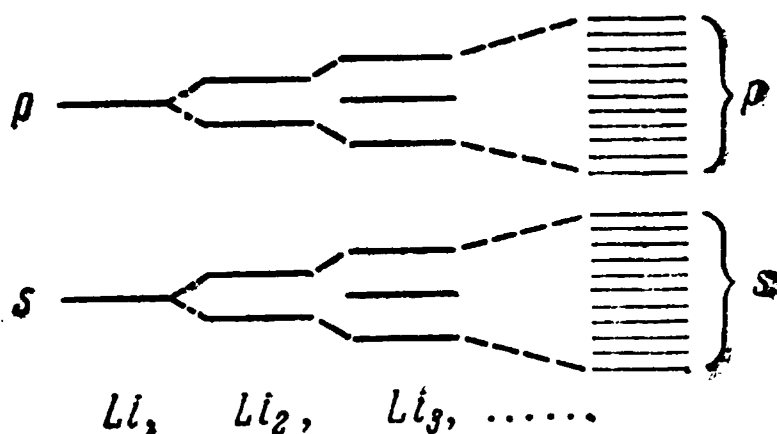


Рис. 2.53.

зоны является чрезвычайно важным обстоятельством, обусловливающим существование электрической проводимости металлов.

Будем теперь строить линейную цепочку атомов, присоединяя к уже имеющимся еще по одному атому. При присоединении к двум атомам Li третьего атома три валентных электрона трех атомов Li сольются в одну электронную оболочку, близкие уровни которой, как и в случае двух атомов, будут заполнены имеющимися электронами лишь частично. То же произойдет при дальнейшем увеличении числа атомов в цепочке и при соединении таких цепочек в единую трехмерную решетку. Из сказанного следует, что любой кусок металла можно рассматривать как одну гигантскую молекулу с нелокализованными связями: электроны обладают подвижностью во всей толще металла. Значение энергии возможных электронных состояний с ростом числа атомов показано схематически на рис. 2.53. Как уже указывалось, в случае Li нижняя зона, образовавшаяся за счет расщепления уровней *s* валентных электронов, заполнена лишь наполовину.

В кристалле лития наименьшие межатомные расстояния составляют $3{,}03 \cdot 10^{-8}$ *см*, в то время как в молекуле Li_2 это расстояние $2{,}67 \cdot 10^{-8}$ *см*. Однако энергия связи атома в металле больше, чем в молекуле, за счет того, что взаимодействие имеет место не с одним, но с несколькими соседними атомами. Средняя энергия

связи атома лития в молекуле составляет 0,56 *эв*, а в кристалле металлического лития 1,68 *эв* — в три раза больше.

Любой кристалл, образованный из одинаковых атомов, имеет в общих чертах такую же структуру зон. Каждый такой кристалл образуется с помощью нелокализованных ковалентных связей. Почему же кристаллы лития, меди, золота и других металлов являются проводниками; серы, фосфора и др. — непроводниками; наконец, кремния, германия и др.—полупроводниками?

Ответ на этот вопрос возможен при учете двух обстоятельств. Первое из них определяется степенью заполнения возникающей единой энергетической зоны электронами. Второе состоит в том, что зоны, возникшие от объединения *s*- и *p*-состояний, могут быть разделены широкой энергетической щелью, узкой щелью или перекрываться, как это показано на рис. 2.54, *а*, *б* и *в* соответственно. Степень заполнения зон легко определяется числом валентных электронов. Характер же расположения зон, наличие и ширина щели или перекрытие зон существенно зависят от типа кристаллической решетки. Именно это определяет различие электрических свойств алмаза и графита — двух различных решеток, построенных из одинаковых атомов углерода. Сложность этой проблемы не позволяет привести здесь ее точное рассмотрение. Качественное объяснение различий в электропроводности кристаллов — металл, полупроводник, диэлектрик — приведено в т. II, § 28.

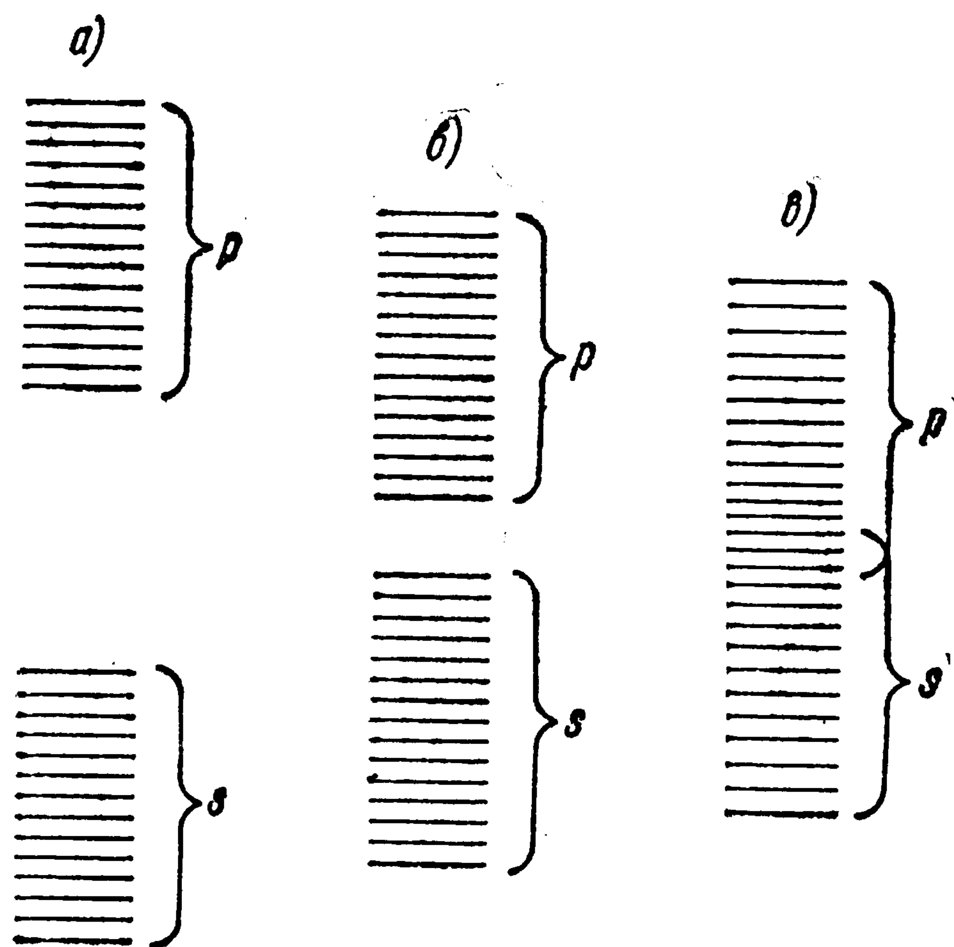


Рис. 2.54.

Оценка расстояний между разрешенными уровнями и величины энергии уровня Ферми приведена в § 48 (см. первый пример).

ЧАСТЬ III
ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И МИКРОЧАСТИЦ

ГЛАВА XVI
РАДИОАКТИВНОСТЬ

§ 57. Открытие радиоактивности. Методы наблюдения частиц больших энергий

Изучая люминесценцию различных веществ, А. Беккерель в 1896 г. случайно обнаружил, что соли урана излучают без предварительного их освещения. Это излучение обладает большой проникающей силой и способно воздействовать на фотографическую пластинку, завернутую в черную бумагу.

Произведя тщательное разделение компонент большого количества урановой руды, в 1898 г. Мария Склодовская-Кюри и Пьер Кюри установили, что кроме самого урана излучают и имеющиеся в нем примеси. При этом были выделены два неизвестных ранее элемента, излучающих в миллионы раз интенсивнее, чем сам уран. Эти элементы были ими названы радий («лучистый») и полоний (в честь родины Склодовской-Кюри — Польши). Впоследствии был открыт целый ряд других радиоактивных элементов.

В дальнейшем было установлено, что радиоактивные излучения состоят из трех компонент различной природы. Исследования методом отклонения в магнитном поле, поставленные М. Кюри, а затем Э. Резерфордом, дали возможность разделить эти компоненты, получившие название α (положительно заряженных), β (отрицательно заряженных) и γ (нейтральных) лучей.

1. α-лучи. При ударе об экран из сернистого цинка каждая α-частица вызывает слабую вспышку — «сцинтилляцию». Измеряя число этих вспышек ΔN за единицу времени, создаваемых α-частицами, испускаемыми крупинкой из m граммов радия в выделенном телесном угле $\Delta\omega$, можно было определить количество α-частиц, испускаемых одним граммом радия:

$$a = \frac{\Delta N}{m} \frac{4\pi}{\Delta\omega}. \tag{57.1}$$

Эта величина составляет приблизительно $3{,}7 \cdot 10^{10}$ α-частиц в

секунду. Измерение суммарного заряда этих частиц показало, что заряд одной α-частицы положителен и равен по величине двум зарядам электрона: $q=9{,}6\cdot 10^{-10}$ СГС$=3{,}2\cdot 10^{-19}$ *к*. Опыты по отклонению α-частиц в магнитном поле позволили определить отношение заряда к массе $\frac{q}{M}$. Рассчитанная отсюда масса M оказалась равной массе двухзарядного иона He^{++}, т. е. ядра атома гелия.

Тождественность α-частиц с ядрами гелия была доказана также прямым опытом. В стеклянную трубку T (рис. 3.1), заканчивающуюся капилляром K, вводится трубка A из очень тонкого стекла, сквозь которое могут проникать α-частицы. В капилляр впаяны электроды E. Трубка T эвакуируется настолько тщательно, что даже после заполнения ртутью (через отросток O) вытесненные в капилляр остатки газа недостаточны для того, чтобы в нем возникло свечение при подсоединении электродов к источнику высокого напряжения. Если теперь в трубку A ввести радиоактивный газ радон, испускающий α-частицы, а затем через 5—7 суток поднять уровень ртути и дать высокое напряжение на электроды, то в капилляре возникнет свечение, спектральный состав которого тождествен со спектром гелия. Это означает, что α-частицы, проникшие из A в полость T, захватив два электрона, превращаются в обычные атомы гелия. За несколько дней накапливается столько газа, что при вытеснении его в капилляр давление оказывается достаточным, чтобы могло возникнуть свечение.

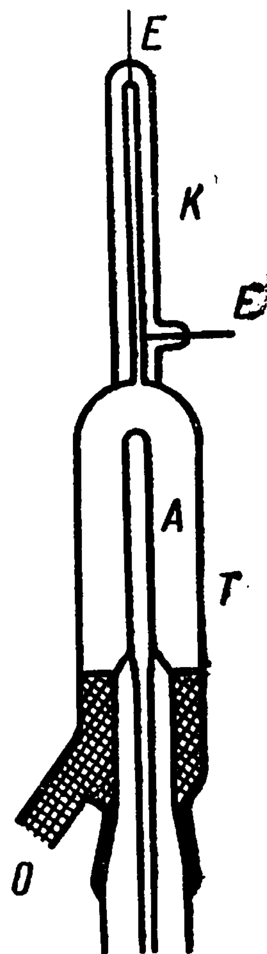


Рис. 3.1.

Способность пробивать тонкий слой стекла показывает, что α-частица несет с собой огромную энергию. Двигаясь в веществе, α-частица ионизует встречные атомы и постепенно растрачивает свою энергию. Благодаря этому, пройдя определенный путь R (называемый **п р о б е г о м** α-частицы), она останавливается, захватывает два электрона и превращается в нейтральный атом гелия. Зная энергию ионизации встречных молекул $\varepsilon_{\text{иониз}}$ и измеряя полное число пар ионов N, создаваемых α-частицей на пути R, можно оценить приближенно первоначальную энергию α-частицы:

$$\varepsilon_\alpha = N\varepsilon_{\text{иониз}}. \qquad (57.2)$$

Измерения показали, что α-частицы на своем пути в воздухе создают сотни тысяч пар ионов и обладают энергией порядка нескольких миллионов электронвольт. Того же порядка цифры получаются и при калориметрических измерениях. Так, еще в 1903 г. супруги Кюри определили, что 1 *г* радия выделяет в час 134,4 *кал*.

Это соответствует энергии:

$$\frac{134,4}{3600}\cdot\frac{2,61\cdot 10^{19}}{3,7\cdot 10^{10}}\left[\frac{\textit{кал}\cdot\textit{эв/кал}}{\textit{сек}\cdot\textit{частица/сек}}\right]=27\ \textit{Мэв/частица}.$$

Поскольку в излучающем препарате присутствуют продукты распада радия, являющиеся в свою очередь радиоактивными (см. ниже § 58), то эта энергия уносится рядом последовательно испускаемых α, β и γ-частиц. Энергия же α-частиц, испускаемых самим радием, равна 4,7 *Мэв*, а тепло, выделяемое радием, освобожденным от продуктов его распада,— 24,5 *кал/час*. В среднем энергия, теряемая такой α-частицей на каждый акт ионизации, равна примерно 33 *эв*. В воздухе нормальной температуры и давления α-частицы, испускаемые радием, создают около 130 000 пар ионов и их пробег $R=3,21$ *см*. У других радиоактивных элементов пробеги α-частиц в воздухе меняются в пределах от 2 до 10 *см*, а полная энергия меняется соответственно от 3 до 10 *Мэв*.

Величина R обратно пропорциональна числу встречных атомов, т. е. плотности вещества. Поэтому для полной остановки α-частиц достаточно на их пути поставить металлическую преграду толщиной порядка 0,1 *мм* (фольга). По этой же причине при измерении величины R в газе следует брать очень тонкие препараты, для того чтобы α-частицы, образующиеся внутри препарата, не потеряли энергию в нем самом.

Группы α-частиц, вылетающих с одинаковой скоростью и энергией, имеют несколько различную длину пробега в воздухе. Это происходит в силу флуктуаций потерь энергии, т. е. в числе создаваемых ионов, потерь энергии на диссоциацию, возбуждение молекул газа и рассеяние в конце пробега (на излете). Поэтому пробеги тождественных α-частиц несколько отличаются друг от друга и статистически колеблются около среднего значения R.

Детальные измерения показали, что тождественные радиоактивные атомы испускают не одну, а, как правило, несколько групп α-частиц, имеющих каждая свое вполне определенное значение начальной энергии (моноэнергетические группы) и свой средний пробег R. Механизм возникновения энергетических спектров α-частиц будет рассмотрен ниже, в § 60.

2. β-лучи. Измерения удельного заряда $\frac{e}{m}$ показали, что β-частицы являются электронами весьма больших скоростей, достигающих в некоторых случаях 0,999 c, что отвечает энергиям до 10 *Мэв*.

В отличие от α-частиц, β-электроны, испускаемые данным радиоактивным элементом, обладают не линейчатым, а сплошным спектром, т. е. кинетическая энергия различных электронов, испускаемых тождественными радиоактивными атомами, заклю-

чена в пределах от нуля до некоторой наибольшей энергии $\varepsilon_{макс}$:

$$0 \leqslant \varepsilon_{\beta} \leqslant \varepsilon_{макс}. \tag{57.3}$$

Величина максимальной энергии β-частиц $\varepsilon_{макс}$ является характерной константой данного элемента. Средняя энергия β-электронов составляет около $\frac{1}{4}\varepsilon_{макс}$. Величины $\bar{\varepsilon}$ и $\varepsilon_{макс}$ у различных радиоактивных веществ варьируют в широких пределах, примерно от 0,1 до 10 *Мэв*. Поскольку собственная энергия покоя электрона $m_{0e}c^2$ равна 0,5 *Мэв*, то масса β-частицы, в зависимости от скорости ее движения v, может в несколько раз превышать массу покоя m_{0e} и кинетическая энергия должна рассчитываться по точным формулам теории относительности:

$$\varepsilon_{\beta} = m_e c^2 - m_{0e}c^2 = m_{0e}c^2\left[\frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} - 1\right]. \tag{57.4}$$

Благодаря большой скорости $v \approx c$, β-частица пролетает мимо атома вещества за время в 10—15 раз более короткое, чем α-частица той же энергии. Кроме того, как показано в § 27, для столь быстрых частиц происходит заметное сжатие электромагнитного поля в направлении движения. Вследствие сокращения времени взаимодействия β-частицы с встречным атомом соответственно уменьшается вероятность ионизации при столкновении. Число пар ионов, образуемых β-частицей на 1 *см* пути в воздухе, приблизительно равно

$$\nu = \frac{45}{\left(\frac{v}{c}\right)^2} \tag{57.5}$$

и в сотни раз меньше удельной ионизации, создаваемой α-частицами.

Благодаря относительно малой массе β-частиц, при их прохождении через вещество, кроме ионизации и возбуждения электронных оболочек встречных атомов, возможно отклонение β-частиц на значительный угол — рассеяние в стороны. Траектории β-частиц в веществе имеют извилистый характер, для них не существует определенной длины прямолинейного пробега. Все же суммарная толщина слоя, на которую β-частицы проникают в вещество, в десятки раз превышает пробег α-частиц.

3. γ-лучи. Отсутствие отклонения в магнитном поле и огромная проникающая способность γ-лучей, ослабляемых и задерживаемых лишь сантиметровыми толщами свинца, указывают на аналогию γ-лучей с рентгеновскими. И действительно, с помощью кристаллических решеток удалось наблюдать дифракцию γ-лучей и определить их длину волны. Эта величина оказалась порядка 10^{-10} *см*, т. е. в десятки раз меньше, чем у жестких рентгеновских

лучей. Энергия γ-фотонов также порядка 0,1—10 *Мэв*, как и для α- и β-частиц.

Частицы больших энергий, возникающие при радиоактивных превращениях, наблюдаемые в космических лучах и создаваемые на специальных мощных ускорителях, могут воздействовать на фотографическую пластинку, ионизовать молекулы, вызывать свечение и т. п. По этим проявлениям можно наблюдать пролетающие частицы, считать их, отличать друг от друга и измерять их энергию. Остановимся на основных методах и приборах, позволяющих наблюдать эти частицы. Широкое проникновение методов ядерной физики в современную технику делает необходимым для современного инженера любой специальности знание основных из этих измерительных приборов и понимание принципов их действия.

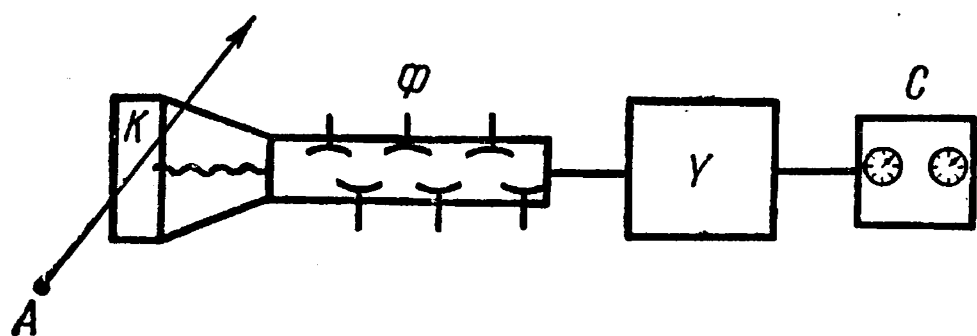


Рис. 3.2.

1. Сцинтилляционные счетчики. Непосредственное визуальное наблюдение слабых сцинтилляций весьма утомительно и применялось в таком виде лишь на заре исследований радиоактивности. В настоящее время глаз заменили фотоумножители (см. § 36) с электрической регистрацией импульсов, создаваемых частицами. Схема такого сцинтилляционного счетчика изображена на рис. 3.2. Прозрачный кристалл из антрацена, иодистого натрия или другого сцинтиллирующего вещества является приемником радиоактивных излучений. Частица большой энергии *А*, пролетая через кристалл, создает в нем слабую вспышку. Кратковременная вспышка света воздействует на катод фотоумножителя *Ф* и вырывает из него электроны. Эти фотоэлектроны, за счет вторичной электронной эмиссии из промежуточных катодов, «размножаются» и дают на выходе импульс тока. Этот импульс через специальную радиотехническую схему передается на электромеханический счетчик импульсов *С*.

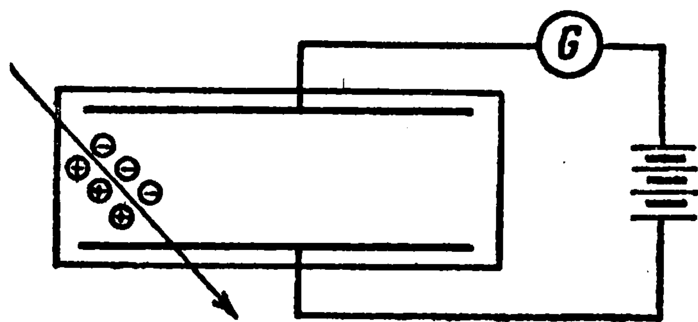


Рис. 3.3.

2. Ионизационная камера. Измерение ионизации газа служит обычно для исследования интенсивных потоков частиц большой энергии. Ионизационная камера представляет собой сосуд, наполненный газом, с двумя электродами, на которые подается постоянное напряжение (рис. 3.3). Частицы большой энергии, проникающие через стенки камеры, создают внутри последней по-

стоянную ионизацию. При изучении несамостоятельного разряда в газе (т. II, § 25) указывалось, что в не слишком сильных полях стационарная концентрация образующихся ионов n и ток I, текущий через камеру, пропорциональны интенсивности ионизации, т. е. числу быстрых частиц N, попадающих в камеру за единицу времени, и их энергии. При постоянной энергии

$$I \sim N. \tag{57.6}$$

Благодаря малой пробивной способности α-частиц для изучения ионизации, создаваемой последними, необходимо излучатель помещать внутрь ионизационной камеры.

3. Если повысить приложенное к электродам напряжение, то число ионов и ток возрастают вследствие ударной ионизации в объеме. При не слишком больших напряжениях ток пропорционален ионизации. Такой **пропорциональный счетчик** обычно выполняется в виде цилиндрического конденсатора, в котором интенсивная ударная ионизация происходит вблизи центральной нити, где градиент потенциала максимален.

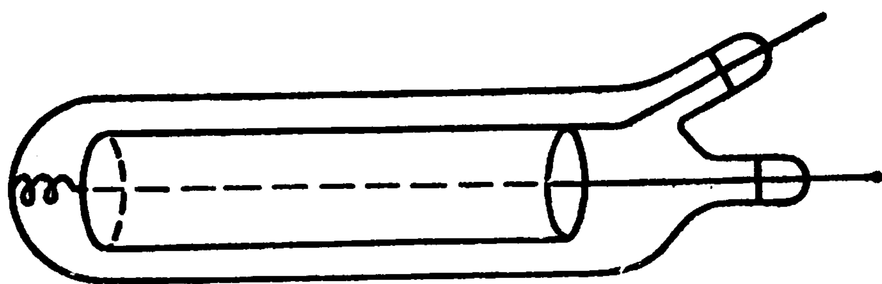


Рис. 3.4.

4. **Счетчик Гейгера.** Этот прибор, так же как и сцинтилляционный счетчик, регистрирует прохождение через него отдельных частиц. Счетчик β-частиц представляет собой металлическую тонкостенную трубку, вдоль оси которой протянута металлическая нить (рис. 3.4). Между нитью и стенками трубки приложена значительная разность потенциалов $U \approx 800-1000$ *в*. Давление в трубке пониженное — для увеличения длины свободного пробега и облегчения ударной ионизации газа.

Проникающие внутрь трубки быстрые β-частицы ионизуют атомы газа на своем пути. Возникающие свободные электроны, ускоряясь электрическим полем между нитью и стенками, производят дальнейшую ионизацию, приводящую к пробою газа,— происходит электрический разряд. Счетчик включается в специальную схему так, чтобы возникший в нем ток быстро обрывался. После гашения разряда происходит рекомбинация ионов и счетчик вновь готов к действию. Прошедший импульс тока после соответствующего усиления регистрируется специальной пересчетной схемой или электромеханическим счетчиком. Этот прибор позволяет отсчитывать до нескольких тысяч проходящих через него частиц в секунду.

При регистрации γ-лучей стенки трубки делаются стеклянными и покрываются изнутри металлом. Проходящие через счетчик

фотоны могут выбивать из его стенок быстрые электроны, создающие ионизацию газа и регистрируемые счетчиком. Чем толще стенка трубки, тем больше быстрых электронов в ней возникает. Однако при чрезмерной толщине выбитые электроны поглотятся в самой стенке и не будут попадать внутрь счетчика.

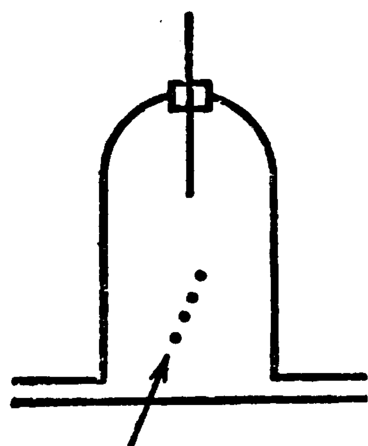


Рис. 3.5.

Для регистрации α-частиц применяют торцовые счетчики. Торец счетчика (рис. 3.5) закрывают тончайшей фольгой, пропускающей α-частицы. Разряд происходит между стенкой и тонкой проволочкой.

Ионизация и режим работы в счетных трубках зависят от приложенного напряжения. Детальные характеристики газового разряда разбирались в т. II. Поэтому здесь (на рис. 3.6) показана лишь общая систематика режимов. По оси абсцисс отложено напряжение между электродами, а по оси ординат — импульс разрядного тока. Кривая *1* соответствует малому числу ионизирующих частиц, попадающих в трубку, а кривая *2* — большему числу частиц. Область *ОА* соответствует режиму работы ионизационной камеры, область *АБ* — режиму пропорционального счетчика и область *ВГ*, в которой величина импульса самостоятельного разряда не зависит от начальной ионизации,— режиму работы счетчика Гейгера. Промежуточная область *БВ* (неполной пропорциональности) не используется.

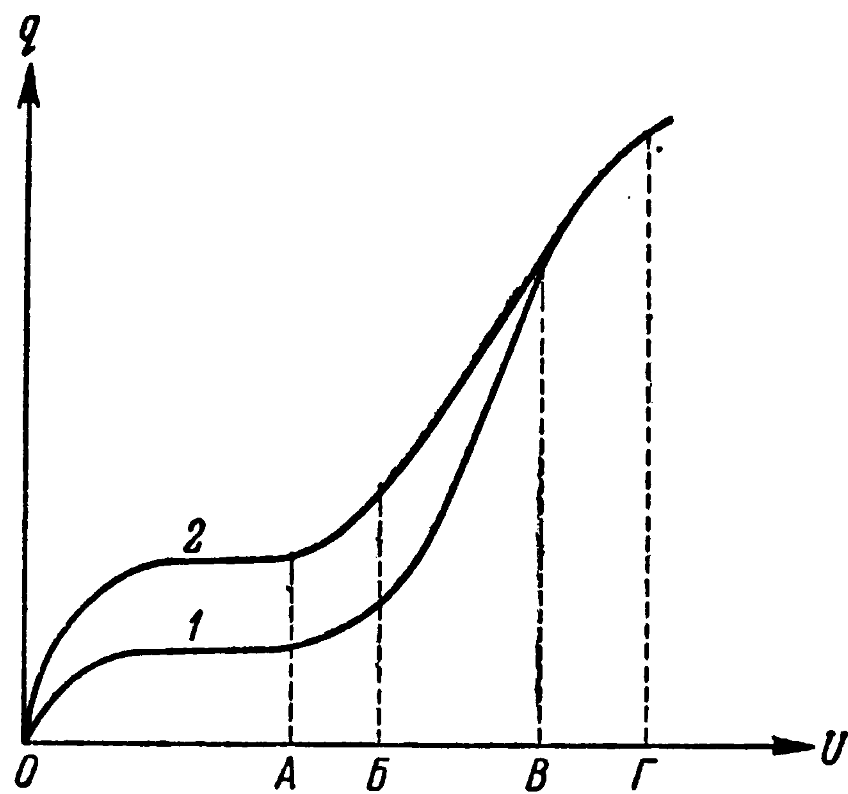


Рис. 3.6.

Для регистрации космических частиц очень большой энергии А. И. Алиханов и А. И. Алиханян применили «телескоп», составленный из нескольких рядов счетчиков Гейгера. Специальная радиотехническая «схема совпадений» отмечала, через какие из счетчиков прошла регистрируемая частица, и тем самым определяла направление ее движения. При наличии магнитного поля, искривляющего траекторию частицы, можно было тем самым определить радиус кривизны траектории и импульс регистрируемой частицы.

5. Камера Вильсона. В отличие от описанных приборов, камера Вильсона позволяет наблюдать и фотографировать путь, проходимый заряженной частицей в газе. Простейшая камера

представляет собой цилиндр с подвижным дном (поршнем), закрытый стеклянной крышкой. Цилиндр наполнен воздухом при атмосферном давлении или аргоном, насыщенным парами воды или спирта. При резком опускании поршня происходит адиабатное расширение и охлаждение газа, пары переходят в пересыщенное состояние и легко конденсируются на ионах. Если сквозь камеру пролетит быстрая заряженная частица, то на цепочке ионов, образовавшейся на ее пути, осядут крохотные капельки жидкости, образующие вдоль пути тоненькую ниточку тумана, хорошо видимую и легко фотографируемую. Для удобства наблюдения белой ниточки тумана поверхность поршня (дно камеры) чернят.

По характеру следа можно определить сорт пролетевшей через камеру частицы (рис. VII в конце книги). Так, тяжелая α-частица оставляет сплошной жирный след, быстрая β-частица — тонкий, а при малой скорости — извилистый след и т. д.

Камера может срабатывать не больше 2—3 раз в минуту: необходимо время на испарение образовавшихся капелек и рекомбинацию ионов. Так как время пролета заряженной частицы *З* (рис. 3.7) через камеру неизвестно, то часто комбинируют камеру Вильсона (*кВ*) со счетчиками Гейгера (*Г—М*) и киноаппаратами (*К*). Прохождение частицы через камеру Вильсона регистрируется телескопом из счетчиков. Импульс тока после должного усиления используется для срабатывания прибора — расширения камеры и производства одного снимка кинокамерой. При необходимости восстановить пространственную форму следа снимки производятся двумя кинокамерами, оси которых образуют угол в 90°. Иногда желательно исследовать число ионов, производимых заряженной частицей на 1 *см* следа. Для того чтобы подсчет их стал возможен, используют специальную схему, которая производит опускание поршня в камере через 1—1,5 *сек* после прохождения частицы через счетчики Гейгера. За это время ионы, образовавшиеся вдоль следа частицы, успевают переместиться в газе на заметное расстояние. После адиабатного расширения они покрываются капельками, достаточно удаленными друг от друга, и можно произвести их подсчет.

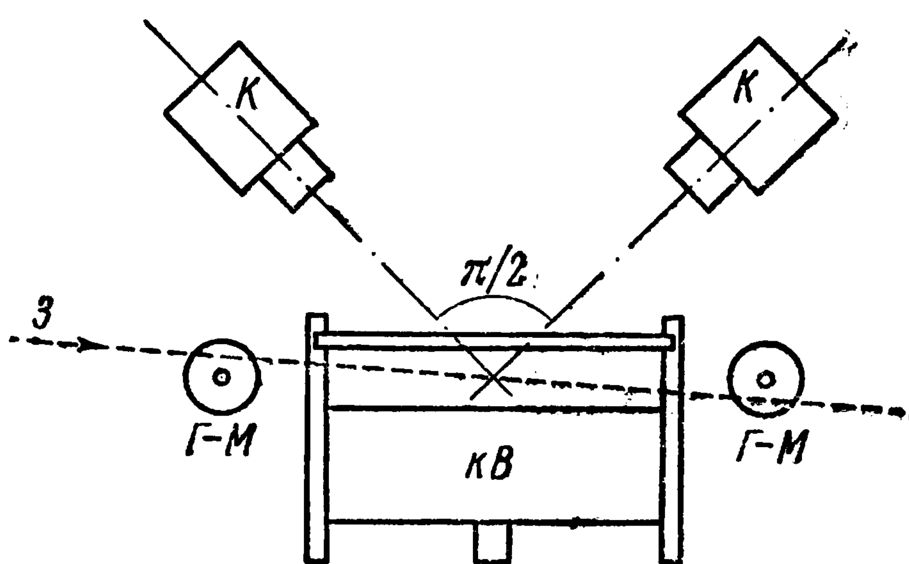


Рис. 3.7.

Д. В. Скобельцын усовершенствовал камеру Вильсона, поместив ее в мощное магнитное поле, параллельное оси камеры. В магнитном поле траектории заряженных частиц искривляются. По

искривлению траектории можно судить о знаке заряда, а если известен сорт частицы (ее заряд и масса), то по радиусу кривизны траектории можно очень точно определить скорость и энергию частицы (рис. VIII в конце книги). Этот метод весьма широко применяется в самых различных исследованиях.

6. Пузырьковая камера Глезера. Этот прибор представляет собой как бы обращение камеры Вильсона. Если заполнить камеру каким-либо веществом (пропан, водород и др.) при давлении p, превышающем упругость насыщенного пара $p_{нас}$ при данной температуре T, то все вещество будет находиться в жидком состоянии (если, конечно, температура ниже критической). При резком уменьшении давления до $p < p_{нас}$ жидкость должна закипеть и в ней появятся пузырьки пара. Эти пузырьки возникают в первую очередь на ионах, образовавшихся вдоль пути частицы большой энергии, и дают след ее траектории, который можно сфотографировать.

Пузырьковую камеру целесообразно применять при изучении частиц очень больших энергий. Так как плотность вещества в камере Вильсона мала (газ), то след такой частицы в камере представляет лишь малый участок ее траектории. Плотность жидкости в пузырьковой камере в тысячи раз больше плотности газа и торможение происходит в тысячи раз быстрее, так что след в пузырьковой камере эквивалентен следу в камере Вильсона, увеличенному в тысячи раз.

7. Толстослойные фотоэмульсии. Быстрые заряженные частицы производят на зерна фотоэмульсии такое же действие, как и кванты света. В силу того, что плотность вещества эмульсии в тысячи раз превышает плотность воздуха, след быстрой частицы в эмульсии в тысячи раз короче следа в воздухе и при энергии последней до 10 *Мэв* имеет длину, не превышающую обычно десятые доли миллиметра. Если сделать слой фотоэмульсии достаточно толстым — до 0,10—1 *мм*, то в такой эмульсии можно наблюдать весь след быстрой частицы целиком (рис. IX в конце книги).

Этот метод, разработанный советскими учеными Мысовским и Ждановым, ныне широко применяется, особенно для изучения взаимодействия быстрых частиц с ядрами атомов.

При исследовании частиц очень большой энергии применяются стопки, состоящие из листков эмульсии. Объем стопки достигает нескольких кубических дециметров. Листочки эмульсии проявляются раздельно, а путь быстрой частицы прослеживается затем последовательно от одного слоя эмульсии к другому через всю стопку.

8. Черенковские счетчики. Частицы очень больших энергий движутся со скоростями $v_ч$, близкими к скорости

света в пустоте c. Если такая заряженная частица попадает в среду, в которой скорость света $v_{св} = \frac{c}{n}$ меньше скорости частицы $v_ч$, то она, обгоняя свое электромагнитное поле, испускает черенковское излучение (см. т. II, § 53). Это излучение может регистрироваться далее с помощью фотоумножителя так же, как в сцинтилляционных счетчиках (см. рис. 3.2). Комбинируя вещества с различными показателями преломления n, можно с помощью черенковских счетчиков измерить скорости очень быстрых заряженных частиц. Для α-частиц, движущихся со скоростями порядка 20 000—40 000 *км/сек*, отношение $\frac{c}{v} \approx 10$, и веществ со столь высокими показателями преломления, пригодных для изготовления черенковских счетчиков, не существует.

§ 58. Законы радиоактивных превращений

Энергии α-, β- и γ-частиц, испускаемых радиоактивными элементами, порядка 1—10 *Мэв*. Как мы видели в ч. II, энергии связи внешних электронов порядка 6—10 *эв*, а энергии химических превращений—2—5 *эв*, т. е. в миллион раз меньше энергий, выделяемых радиоактивными элементами. Даже для самых близких электронных оболочек многоэлектронных атомов энергии связи не превышают по порядку величины 0,1 *Мэв*.

Это обстоятельство указывает на то, что энергии, выделяемые радиоактивными элементами, обязаны не превращениям электронных оболочек, а гораздо более коренной и глубокой перестройке ядер этих элементов. Иными словами, α-, β- и γ-частицы вылетают из ядра и являются продуктами его *радиоактивного превращения*. Поскольку α- и β-частицы заряжены, то при их вылете изменяются заряд и атомный номер ядра и оно превращается в ядро другого химического элемента. Такие радиоактивные превращения элементов подчиняются определенным закономерностям.

Обозначим заряд ядра распадающегося элемента (принимая за единицу заряда e — заряд электрона) через Z и атомный вес через A. Атомные веса будем при этом округлять до ближайших целых чисел, т. е. будем понимать под A не точный атомный вес, а так называемое «*массовое число*» ядра. Значок Z будем помещать внизу, а значок A сверху химического символа данного элемента X, т. е. X_Z^A. При этих условиях, например, атом (ядро) водорода с $Z=1$ и атомным весом 1,008 ($A=1$) будет обозначен как H_1^1. α-частица — это ядро гелия с $Z=2$ и атомным весом 4,00388 ($A=4$) и обозначается He_2^4 или α_2^4. Электрон, имеющий

заряд $Z=-1$ и атомный вес 1/1836, т. е. массовое число $A=0$, будет обозначаться β^- *) или e^0_{-1}.

При α-р а с п а д е распадающееся «материнское» ядро испускает α-частицу и превращается в «дочернее» ядро элемента Y. С учетом сохранения заряда и массы эта реакция записывается:

$$X^A_Z \to Y^{A-4}_{Z-2} + \alpha^4_2. \tag{58.1}$$

Дочерний элемент Y имеет атомный номер на две единицы меньший и, следовательно, сдвинут относительно X на две клетки влево по таблице Менделеева.

Уравнение β^--р а с п а д а записывается аналогичным образом:

$$X^A_Z \to Y^A_{Z+1} + e^0_{-1}. \tag{58.2}$$

При испускании отрицательно заряженного электрона заряд и номер дочернего элемента Y увеличиваются на единицу и он сдвигается относительно X на одну клетку вправо по таблице Менделеева, сохраняя неизменным массовое число.

Уравнения (58.1) и (58.2) носят название п р а в и л р а д и о а к т и в н о г о с м е щ е н и я. Выражаемые ими изменения химических свойств при радиоактивном распаде полностью подтверждены на опыте.

Распадающееся радиоактивное ядро X является неустойчивым образованием, обладающим избытком энергии. Выделяющаяся при α-распаде энергия порядка нескольких *Мэв* распределяется между вылетающей α-частицей и дочерним ядром, которое испытывает отдачу. Из закона сохранения импульса:

$$MV = mv \tag{58.3}$$

следует, что энергия, уносимая ядром отдачи,

$$\frac{MV^2}{2} = \frac{M}{2}\left(\frac{mv}{M}\right)^2 = \frac{m}{M}\frac{mv^2}{2} \tag{58.4}$$

составляет небольшую долю $\left(\frac{m}{M}\right)$ от энергии вылетающей α-частицы $\frac{mv^2}{2}$. Часть энергии реакции может остаться в дочернем ядре Y, которое в этом случае в момент образования получается возбужденным. Тогда при последующем переходе с возбужденного состояния в нормальное этот избыток энергии «высвечивается» ядром с одним или несколькими γ-фотонами. Процесс этот аналогичен переходу электрона в атоме с возбужденного уровня на нор-

---

*) Для отличия обычного электронного распада от позитронного распада, который будет обозначаться β^+.

мальный, но происходит значительно скорее, за время порядка 10^{-14} *сек* (вместо 10^{-8} *сек* для атома)*).

Продукт радиоактивного распада Y в свою очередь может оказаться неустойчивым и испытывать дальнейшие радиоактивные превращения. Рассмотрим для примера радиоактивный ряд урана (U_{92}^{238}). (Для урана и его изотопов применяются обозначения UI, UII и т. д., а для элементов, получающихся при распаде урана, UX_1, UX_2 и т. д.)

Исходное ядро UI выбрасывает α-частицу с энергией 4,2 *Мэв* и превращается в ядро UX_1:



$$UI \rightarrow UX_1 + \alpha_2^4.$$

Полученное ядро имеет порядковый номер $Z=90$, что по таблице Менделеева соответствует элементу торию. Однако торий имеет атомный вес $A=232$, а UX_1 обладает атомным весом $238-4=234$. Следовательно, UX_1 является **изотопом** тория, отличающимся от обычного тория лишь массой ядра, но имеющим тот же заряд, то же число электронов и ту же структуру электронных оболочек атома, а следовательно, тождественным с торием по своим химическим свойствам.

UX_1 сам радиоактивен и распадается, выбрасывая β^--частицы с максимальной энергией $\varepsilon_{макс}=0,2$ *Мэв* и мягкий γ-фотон с энергией 0,093 *Мэв*:



$$UX_1 \rightarrow UX_2 + e_{-1}^0.$$

Получающееся ядро UX_2 является изотопом протактиния ($A=234$, $Z=91$). Испуская еще одну β^--частицу ($\varepsilon_{макс}=2,32$ *Мэв*) и γ-фотон ($\varepsilon_\gamma=0,8$ *Мэв*), оно превращается в изотоп урана $A=234$:



$$UX_2 \rightarrow UII + e_{-1}^0 .$$

Ядра **разных элементов**, обладающие **одинаковыми массовыми числами**, называются **изобарами** (например, H_1^3, тяжелый изотоп водорода — «тритий», и He_2^3 — легкий изотоп гелия являются изобарами). Изобары не следует путать с изотопами — ядрами **одного и того же элемента**, обладающими **разными массовыми числами**.

Ядра UX_1, UX_2 и UII имеют одинаковое массовое число $A=234$ и, следовательно, являются **изобарами**.

UII, т. е. U_{92}^{234}, далее распадается, испуская α-частицу, превращаясь в ионий, т. е. изотоп Th_{90}^{230}; последний тоже радиоактивен

*) Здесь, как и в случае излучения атома, имеют место разрешенные и запрещенные переходы. Указанное время относится к разрешенным переходам.

и т. д. На рис. 3.8 изображен весь ряд превращений урана, кончающийся на устойчивом нерадиоактивном изотопе свинца Pb^{206}_{82}. Из рассмотрения этого ряда видны некоторые характерные особенности процессов естественной радиоактивности.

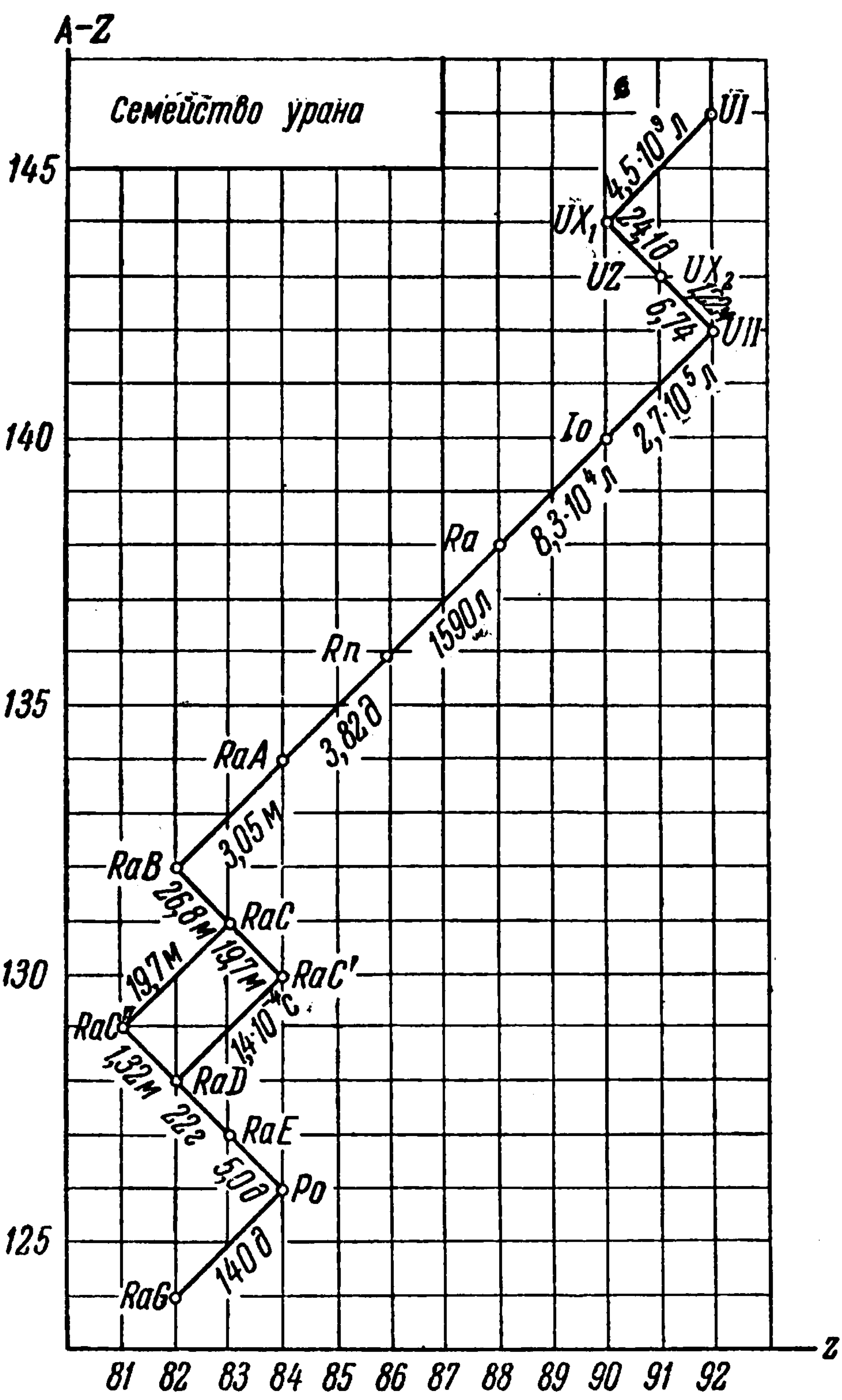


Рис. 3.8.

Каждый радиоактивный изотоп испускает или α- или β⁻-частицу, но не обе сразу. В зависимости от состояния получающегося дочернего ядра радиоактивный распад может сопровождаться или не сопровождаться излучением γ-фотона. Чистый U^{238}_{92} испускает только α-частицы. Однако спустя некоторое время в препарате возникнут радиоактивные продукты всего семейства и препарат будет испускать целый набор α-, β⁻- и γ-частиц.

При каждом распаде массовое число ядер изменяется или на четыре единицы (α-распад) или не изменяется вовсе (β⁻-распад). Поэтому все ядра радиоактивного семейства урана имеют массовое число, выражаемое общей формулой

$$A = 4n + 2, \qquad (58.5)$$

где целое число n изменяется от 59 для U^{238} до 51 для Pb^{206}. В принципе возможны еще три радиоактивных семейства. И действительно, на опыте наблюдены:

семейство тория $Th^{232}_{90} \longrightarrow Pb^{208}_{82}$ с общей формулой $A = 4n + 0$,

» нептуния $Np^{239}_{93} \longrightarrow Pb^{207}_{82}$ с общей формулой $A = 4n + 3$,

» америция $Am^{241}_{95} \longrightarrow Tl^{205}_{81}$ *) с общей формулой $A = 4n + 1$.

*) До недавнего времени считалось, что самым последним из устойчивых ядер в таблице Менделеева является Bi^{209}_{83} — предпоследнее в семействе амери-

Общим для всех этих семейств является то, что неустойчивы и радиоактивны ядра изотопов всех без исключения тяжелых элементов, расположенных в конце таблицы Менделеева за свинцом Pb_{82}^{209}, являющимся самым тяжелым из устойчивых ядер. Впоследствии была обнаружена слабая естественная радиоактивность нескольких элементов, расположенных в середине и даже в начале таблицы Менделеева.

Естественный радиоактивный распад ядер протекает самопроизвольно, без всякого воздействия извне. Этот процесс статистический и для отдельно взятого ядра можно лишь указать вероятность распада за данное время. *Закономерность в распаде большого числа ядер вскрывается через случайность распада каждого из них.*

Поэтому скорость радиоактивного распада можно характеризовать, например, временем T, которое потребуется для того, чтобы половина наличных ядер испытала радиоактивный распад. Время T называется периодом полураспада. Например, период полураспада полония Po_{84}^{210} равен $T=140$ дням. Значит, от 1 *г* полония через 140 дней останется 0,5 *г*.

Какова скорость дальнейшего распада? Оказывается, она остается совершенно неизменной, т. е. от 0,5 *г* полония останется половина, т. е. 0,25 *г*, ровно через 140 дней. Это означает, что $^1/_{16}$ *г* полония, оставшаяся через 560 дней от исходного грамма, не отличается абсолютно ничем от $^1/_{16}$ *г* исходного грамма полония. Это очень важный факт. Он свидетельствует о том, что распад ядра не является результатом эволюции, постепенного изменения свойств ядра. Следовательно, свойства радиоактивных ядер со временем не меняются, «ядра не стареют». Это же относится ко всем другим ядрам и к любым типам радиоактивных превращений.

Мы должны считать, что число ядер, распадающихся за малое время, всегда пропорционально числу наличных ядер. Этот факт мы и положим в основу дальнейших рассуждений.

Обозначим число ядер данного типа в момент t через $N(t)$. Убыль ядер $-dN$ за время dt должна быть пропорциональна числу наличных ядер N и времени dt:

$$-dN=\lambda N dt. \tag{58.6}$$

Из того факта, что свойства ядер со временем не меняются, следует, что λ есть величина постоянная. Она носит название постоянной распада. Из (58.6) следует, что $\lambda=-\frac{dN}{N}$

ция. Однако оказалось, что Bi_{83}^{209} α-радиоактивен, но с огромным периодом полураспада $T=2\cdot10^{17}$ лет. Он превращается в устойчивый таллий: $Bi_{83}^{209}\to Tl_{81}^{205}+He_2^4$.

при $dt=1$. Стало быть, постоянная λ равна вероятности распада одного ядра за единицу времени.

Уравнение (58.6) легко интегрируется:

$$\frac{dN}{N}=-\lambda\,dt;\qquad \int\limits_{N_0}^{N}\frac{dN}{N}=-\lambda\int\limits_0^t dt;\qquad \ln\frac{N}{N_0}=-\lambda t$$

и

$$N=N_0e^{-\lambda t},\tag{58.7}$$

где N_0 есть начальное число распадающихся атомов (N при $t=0$).

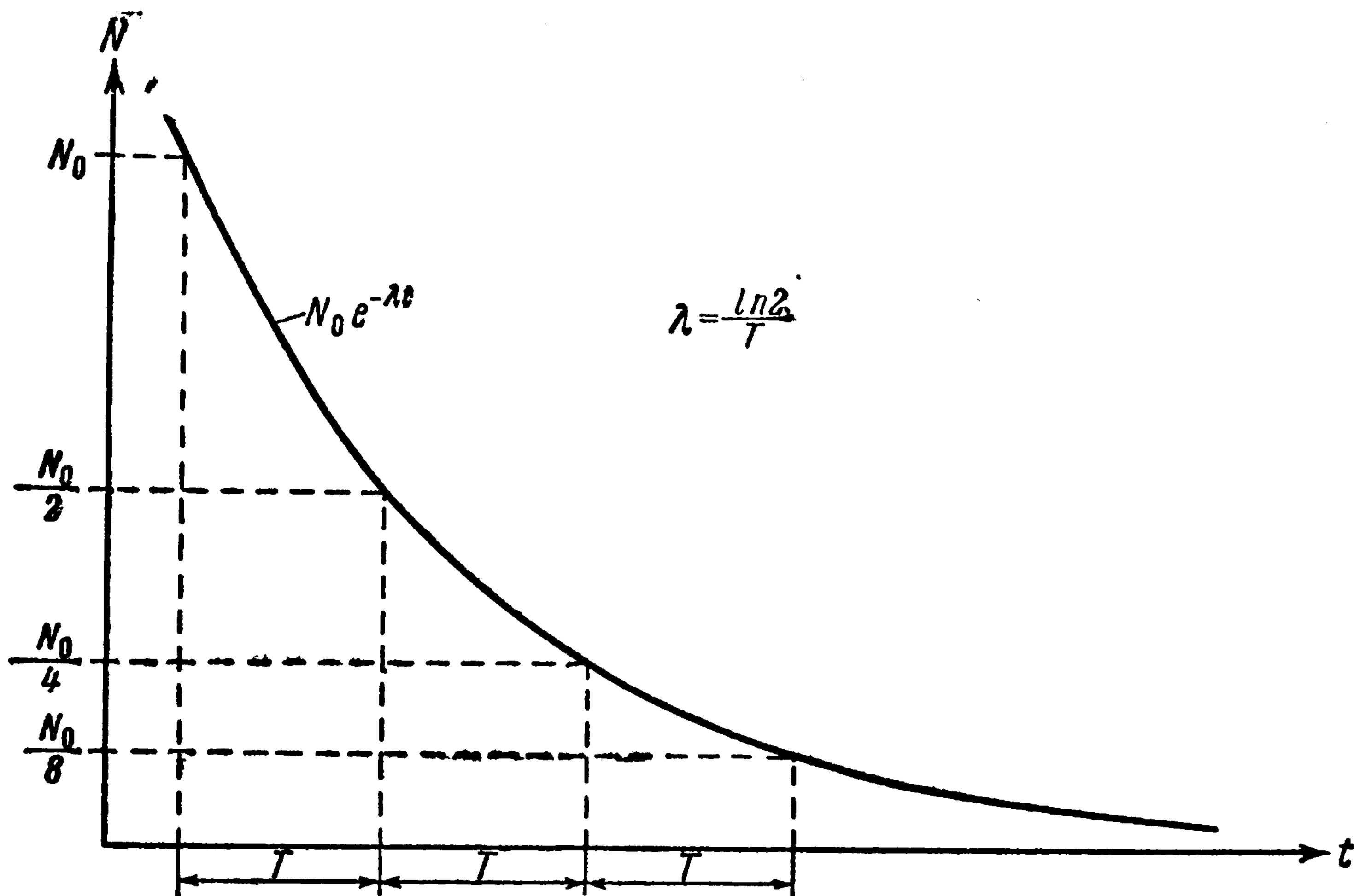


Рис. 3.9.

Число распадающихся ядер данного сорта $N(t)$ убывает со временем по экспоненциальному закону, как это изображено на рис. 3.9. Число распадов в единицу времени

$$a=-\frac{dN}{dt}=\lambda N\tag{58.8}$$

называется **а к т и в н о с т ь ю** данного препарата. За единицу активности выбрано кюри:

$$1\ \textit{кюри}=3{,}7\cdot10^{10}\ \textit{распад/сек},\tag{58.9}$$

что примерно соответствует активности 1 *г* радия без продуктов его распада (точнее, активность последнего равна 0,994 *кюри*). Производные единицы, милликюри и микрокюри, равны соответственно: 1 *мкюри* $=10^{-3}$ *кюри* и 1 *мккюри* $=10^{-6}$ *кюри*.

Из (58.8) и (58.7) следует, что активность данного препарата убывает со временем соответственно убыли числа нераспавшихся ядер $N(t)$.

Найдем связь постоянной распада λ с периодом полураспада T. По условию, из N_0 наличных ядер через время T остается половина, т. е.

$$N(T)=N_0e^{-\lambda T}=\frac{1}{2}N_0.$$

Следовательно,

$$e^{-\lambda T}=\frac{1}{2},$$

т. е.

$$T=-\frac{1}{\lambda}\ln\frac{1}{2}=\frac{\ln 2}{\lambda}\approx\frac{0{,}693}{\lambda}. \qquad (58.10)$$

Кроме периода полураспада, в качестве величины, характеризующей скорость распада, используется также среднее время жизни (от момента образования и до момента распада).

Среднее время жизни Θ получим, умножив t на число ядер, проживших это время (т. е. от t до $t+dt$):

$$N(t)-N(t+dt)=-\frac{\partial N}{\partial t}dt=\lambda N_0e^{-\lambda t}dt,$$

проинтегрировав по всем возможным t (т. е. от 0 до ∞) и разделив на исходное число атомов N_0:

$$\Theta=\frac{1}{N_0}\int_0^\infty t\cdot\lambda N_0e^{-\lambda t}dt=\lambda\int_0^\infty te^{-\lambda t}dt;$$

интеграл легко берется по частям и равен $\frac{1}{\lambda^2}$, так что

$$\Theta=\frac{1}{\lambda}. \qquad (58.10а)$$

Используя (58.10а), уравнение (58.7) можно переписать так:

$$N=N_0e^{-\frac{t}{\Theta}}. \qquad (58.7б)$$

То же уравнение, если в него ввести T, примет вид (учитывая, что $e^{\ln 2}=2$):

$$N=N_02^{-\frac{t}{T}}. \qquad (58.7а)$$

Из (58.10) следует связь между T и Θ:

$$T=\ln 2\cdot\Theta\approx 0{,}693\,\Theta. \qquad (58.10б)$$

Периоды полураспада разных элементов отличаются друг от друга в очень широких пределах — от десятимиллионных долей

секунды и до многих миллиардов лет. Для семейства урана эти периоды отмечены на рис. 3.8.

На рис. 3.9 показано, что через время T из начального количества ядер N_0 остается половина $\frac{N_0}{2}$, еще через T — половина от этой половины, т. е. $\frac{N_0}{4}$, еще через T остается $\frac{N_0}{8}$ и т. д.

Содержание дочернего продукта, получившегося в результате радиоактивного распада, будет все время возрастать, если этот продукт уже устойчив, т. е. дальнейших превращений не испытывает.

На Земле за миллиарды лет ее существования сохранились лишь долгоживущие радиоактивные элементы, в том числе, например, уран U_{92}^{238} с периодом полураспада $T=4{,}5\cdot 10^9$ лет и торий Th_{90}^{232} с $T=1{,}39\cdot 10^{10}$ лет. Их дочерние элементы также радиоактивны, но с много меньшими периодами распада. В этих и аналогичных случаях через некоторое время между относительными количествами всех радиоактивных элементов семейства устанавливаются вполне определенные соотношения. Обозначим постоянную распада материнских ядер X_1 через λ_1, дочерних X_2—через λ_2. Тогда убыль первых за dt будет определяться уравнением

$$-dN_1=\lambda_1 N_1 dt.$$

Но убыль ядер элемента X_1 в точности равна прибыли ядер X_2, в которые превращаются ядра X_1 при распаде. Обозначая прибыль ядер элемента X_2 через $d^{(+)}N_2$, имеем:

$$d^{(+)}N_2=\lambda_1 N_1 dt.$$

С другой стороны, дочерние сами будут распадаться, причем убыль $d^{(-)}N_2$ определяется постоянной распада λ_2, т. е.

$$d^{(-)}N_2=\lambda_2 N_2 dt.$$

Равновесие наступит, когда прибыль и убыль сравняются, т. е. когда будет иметь место соотношение

$$d^{(+)}N_2=d^{(-)}N_2, \quad \text{т. е.} \quad \lambda_1 N_1=\lambda_2 N_2. \qquad (58.11)$$

Если элемент X_2 в свою очередь распадается, порождая элемент X_3, элемент $X_3 \to X_4$ и т. д., то равновесное соотношение между числами ядер N_1, N_2, N_3,... будет определяться аналогичными уравнениями:

$$\begin{aligned}\lambda_1 N_1 &= \lambda_2 N_2,\\ \lambda_2 N_2 &= \lambda_3 N_3,\\ \lambda_3 N_3 &= \lambda_4 N_4,\\ &\ldots\ldots,\end{aligned}$$

то есть когда

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \ldots = \lambda_i N_i = \ldots \qquad (58.12)$$

Таким образом, соотношение

$$\lambda_i N_i = \lambda_k N_k \qquad (58.13)$$

при равновесии составляющих радиоактивного семейства имеет место, не только если элемент k получается при распаде элемента i, но и когда их связывает цепочка радиоактивных превращений из любого числа звеньев (конечно, когда равновесие уже установилось). Это соотношение показывает, что *в равновесии активности* (т. е. числа распадающихся в секунду ядер) $a_i = \lambda_i N_i$ *всех исходных и промежуточных продуктов одинаковы и общая активность препарата равна активности исходного продукта, умноженной на число наличных звеньев.*

Конечным продуктом любой цепочки радиоактивных превращений является устойчивый изотоп, который накапливается по мере распада материнского радиоактивного элемента. По соотношению количеств начального и конечного элементов судят о времени существования горных пород, в которых эти элементы содержатся. Так, например, можно считать, что горная порода, содержащая равное число атомов U_{92}^{238} и свинца Pb_{82}^{206}, образовалась 4,5 млрд. лет назад. Утверждение будет точным, если доказать, что при образовании породы в нее вошел только уран, а свинец отсутствовал.

§ 59. α-распад и туннельный эффект

Термин «распад» в прямом смысле применим лишь к α-распаду. При этом процессе от ядра X_Z^A отщепляется ядро гелия. В некотором приближении можно для расчета исходить из предположения, что это ядро является обособленным образованием и внутри ядра X_Z^A до его распада.

Рассмотрим механизм α-распада, исходя из особенностей взаимодействия α-частицы с ядром — остатком Y_{Z-2}^{A-4}. При этом в первом приближении будем считать α-частицу материальной точкой — корпускулой, обладающей известной массой и зарядом $2e$. Сам факт длительного существования α-частицы, обладающей положительным электрическим зарядом в ядре, указывает на наличие сил притяжения неэлектрической природы, обеспечивающих устойчивость ядер. Подробнее эти силы будут рассмотрены ниже, в параграфе 64. Сейчас же укажем, что эти специфические ядерные силы притяжения действуют лишь на малых расстояниях — до $\sim 3 \cdot 10^{-13}$ *см*, и на этих расстояниях значительно превышают по величине электрические силы. Как показывает опыт, даже для

самых больших ядер на расстояниях порядка $R \approx 1{,}5 \cdot 10^{-12}$ *см* от центра ядра ядерные силы уже неощутимы. На таких и бо́льших расстояниях действуют только электрические силы отталкивания.

Таким образом, на расстояниях r, бо́льших, чем R, потенциальная энергия α-частицы в поле ядра $U(r)$ равна

$$U = \frac{(Z-2)\,e \cdot 2e}{r}. \qquad (59.1)$$

Произвольная постоянная выбрана так, что $U=0$ при $r=\infty$ (рис. 3.10). На расстояниях $r \approx R$ вступают в действие ядерные силы притяжения. Рост потенциальной энергии прекращается и значение ее, пройдя точку максимума, быстро убывает до некоторой отрицательной постоянной величины внутри ядра. Отметим полную энергию α-частицы E (равную сумме потенциальной и кинетической энергий) тонкой прямой. С ее помощью легко определить значение кинетической K и потенциальной U энергии α-частицы при любом ее расстоянии от центра ядра, как это показано на рисунке для энергии E и расстояния r'. Могут быть три качественно различных случая, отвечающих: 1) отрицательной энергии (на рисунке $E' < 0$), 2) положительной энергии, меньшей $U_{макс}$ (на рисунке E), и 3) положительной энергии, большей $U_{макс}$ (на рисунке E'').

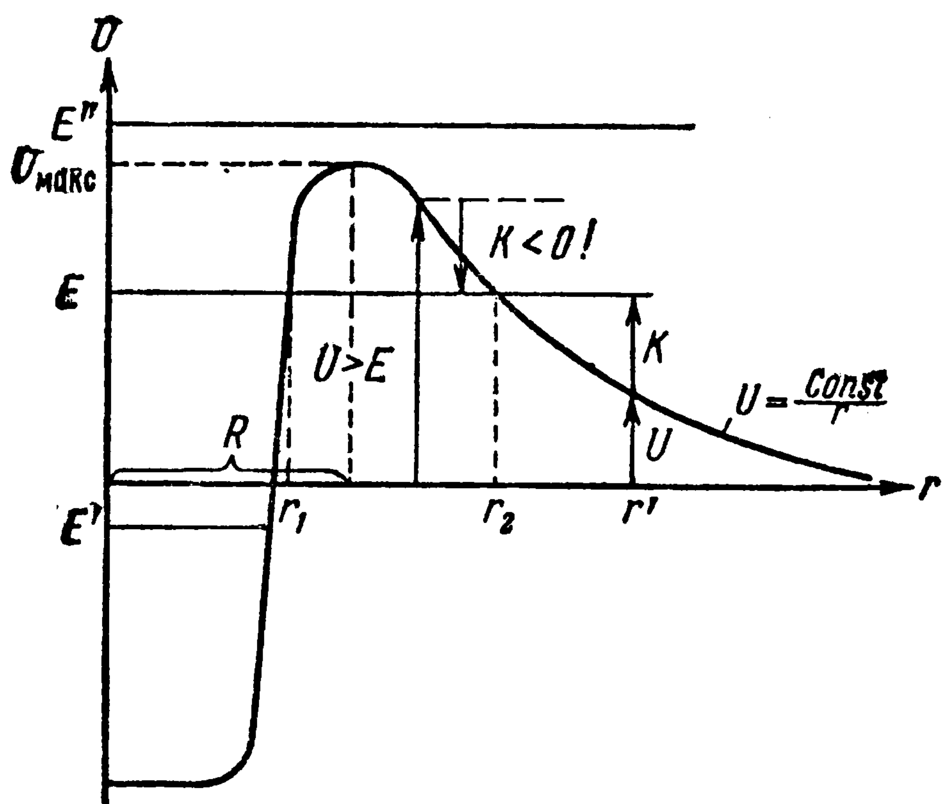


Рис. 3.10.

В первом случае частица может находиться только внутри ядра, в области «ямы» потенциальной энергии (всюду вне этой ямы $U > E'$ и частица вне ямы должна была бы иметь отрицательную кинетическую энергию, что невозможно).

В третьем случае частица вообще не связана с ядром и может находиться на любых расстояниях от центра ядра, $E'' > U$ всюду и она всюду может обладать положительной кинетической энергией.

Наибольший интерес для нас представляет второй случай. При энергии E частица может находиться либо внутри ядра (при $r < r_1$), либо вне ядра ($r > r_2$). Значения r в промежутке между r_1 и r_2, т. е. $r_1 < r < r_2$, невозможны, так как в этой области $U > E$ и, сле-

довательно, кинетическая энергия должна была бы быть отрицательной. Эта область расстояний представляет собой, как принято говорить, потенциальный барьер на пути частицы. Согласно законам классической физики, потенциальный барьер неодолим. Частица должна двигаться либо внутри ядра ($r<r_1$), либо вне его ($r>r_2$). Квантовая механика допускает прохождение частицы сквозь потенциальный барьер. В чем причины различия? До сих пор мы рассматривали α-частицу как классическую корпускулу, имеющую точечные координаты. Реальная α-частица, как и любая частица вещества, не локализована в точке, так как обладает волновыми свойствами. Описывающий ее волновой пакет отличен от нуля и в области потенциального барьера (если он не бесконечно высокий) и за ним (если он не бесконечно широкий). Это и позволяет частице пройти сквозь барьер — волновой пакет никогда не оказывается при этом сосредоточенным целиком в области барьера. Прохождение через потенциальный барьер носит название туннельного эффекта. Некоторое наглядное представление об этом процессе можно получить из оптической аналогии.

В § 5 было показано, что при полном внутреннем отражении волны частично проникают во вторую среду, а затем возвращаются обратно. Проникновение во вторую среду имеет место, хотя по законам геометрической оптики свет в нее проникать не может вовсе. Если за второй областью следует третья, с достаточно большим n (например, таким же, как и в первой), а щель между ними невелика ($\sim\lambda$), то волны будут частично проникать в эту среду, проходя сквозь щель между средами I и III — «потенциальный барьер». Если из миллиона фотонов сквозь щель пройдет один, то это означает, что фотон, падая на барьер, отражается от него в среднем в 10^6 случаях и один раз проходит. То же происходит для ψ-волны α-частицы, сталкивающейся при своем движении с барьером на границе ядра.

Решая уравнение Шредингера для движения α-частицы в потенциальном поле, показанном на рис. 3.10, можно рассчитать вероятность туннельного эффекта, т. е. вылета α-частицы из ядра — α-распада. Очевидно, что эта вероятность тем больше, т. е. период полураспада тем меньше, чем меньший по высоте и ширине барьер лежит на пути α-частицы. При одной и той же потенциальной кривой барьер на пути частицы тем меньше, чем больше ее энергия E. Эта закономерность хорошо подтверждается на опыте. Так, из шести α-радиоактивных изотопов тория наиболее долгоживущим оказывается Th^{232} (период полураспада $T=13{,}9\cdot10^9$ лет). Он выбрасывает α-частицы с энергией $E=4{,}2$ *Мэв*. У Th^{238} $T=1{,}9$ года, а $E=5{,}418$ *Мэв*. У Th^{226} $T=30{,}9$ мин., а $E=6{,}3$ *Мэв*. Так же закономерно меняются T и E у восьми изотопов полония. Наиболее

долгоживущий Po^{210} имеет $T=140$ дней и дает α-частицы с энергией $E=5,296$ *Мэв*. Для распадающегося быстрее всех Po^{212} имеем соответственно $T=3\cdot10^{-7}$ *сек* и наибольшую энергию α-частиц $E=8,776$ *Мэв*.

Туннельный эффект существен не только при α-распаде. Он обеспечивает возможность захвата протонов сравнительно малых энергий ядрами атомов при термоядерных реакциях, происходящих на звездах и являющихся источниками энергии звезд (см. § 69).

§ 60. γ-лучи и их взаимодействие с веществом

α-частица, находящаяся в потенциальной яме внутри ядра*), движется по законам волновой механики. Ее полная энергия внутри ядра может принимать лишь некоторые вполне определенные дискретные значения $E_0<E_1<E_2<E_3<\ldots$ Наинизший энергетический уровень E_0 называется нормальным, а более высокие E_i — возбужденными. Для перехода ядра из нормального состояния в возбужденное ему надо сообщить порцию энергии E_i-E_0. В свою очередь возбужденное ядро будет, как правило, переходить в нормальное состояние с испусканием кванта γ-лучей с энергией

$$h\nu_i=E_i-E_0. \qquad (60.1)$$

Если в результате α-распада ядра X_Z^A дочернее ядро Y_{Z-2}^{A-4} окажется в нормальном состоянии E_0, то испускание γ-лучей происходить не будет. Если же дочернее ядро останется в одном из возбужденных состояний E_i, то α-распад будет сопровождаться последующим (спустя обычно 10^{-13}—10^{-14} *сек*) излучением γ-кванта (60.1) или даже нескольких последовательных квантов с энергиями:

$$h\nu_{ik}=E_i-E_k,\quad h\nu_{kl}=E_k-E_l,\quad \ldots,\quad h\nu_{n0}=E_n-E_0.$$

Энергия α-частицы, выбрасываемой из ядра X при его распаде, будет наибольшей $\varepsilon_{\alpha,0}$, если образовавшееся дочернее ядро Y оказалось на наинизшем энергетическом уровне E_0. Если ядро Y оказалось на уровне E_i, то энергия вылетевшей α-частицы будет меньше на величину E_i-E_0:

$$\varepsilon_{\alpha,i}=\varepsilon_{\alpha,0}-(E_i-E_0), \qquad (60.2)$$

и соответственно меньшие пробеги R_i в веществе. Если ядро Y в свою очередь подвержено α-распаду, то может оказаться, что оно будет распадаться непосредственно из возбужденного состояния E_i, не переходя предварительно в нормальное состояние E_0. В этом случае ядро Y испускать γ-кванта не будет, а избыток энергии

*) Подобно электрону, заключенному в ящик,— см. § 48. Конечно, выделение α-частицы в ядре как обособленного образования есть лишь грубое приближение.

возбуждения унесет с собой испускаемая им α-частица. α-частицы с такими повышенными энергиями,

$$\varepsilon'_{\alpha,\,i}=\varepsilon_{\alpha,\,0}+(E_i-E_0), \qquad (60.3)$$

обладают соответственно бо́льшими R'_i и носят название длиннопробежных частиц. Как правило, длиннопробежные α-частицы испускаются, если ядро Y короткоживущее, так что испускание γ-кванта иногда не успевает произойти до α-распада.

Детальное изучение энергетических спектров α-частиц и γ-квантов позволило расшифровать структуру энергетических уровней ядер, так же как в свое время изучение атомарных и молекулярных спектров позволило расшифровать энергетические уровни атомов и молекул. Следует при этом отметить, что, поскольку ядра представляют собой сложные системы, состоящие из многих частиц (см. следующую главу), то их энергетические уровни определяются возможными типами совместных движений всех составных частей ядра, а не только могущих вылетать из него α-частиц.

Возбуждение ядер возможно в результате не только α-, но и β-распада. Испускаемые при радиоактивном распаде γ-лучи имеют энергию кванта $h\nu$, как правило, не ниже 0,1 *Мэв* и представляют собой коротковолновое электромагнитное излучение с длиной волны $\lambda=\frac{c}{\nu}<0{,}1\,\text{Å}$. Закономерности их распространения в веществе имеют много общего с закономерностями поглощения и рассеяния более длинноволновых рентгеновских лучей и даже видимого света.

При прохождении узкого параллельного пучка γ-лучей через вещество их интенсивность I непрерывно падает за счет поглощения и рассеяния. Уменьшение интенсивности $-dI$ при прохождении слоя вещества пропорционально толщине слоя dx и интенсивности падающего пучка, т. е,

$$-dI=\mu I\,dx, \qquad (60.4)$$

где коэффициент пропорциональности μ зависит от природы поглощающего и рассеивающего вещества и энергии падающих квантов. Интегрируя уравнение (60.4), получаем зависимость интенсивности прошедшего пучка от толщины слоя поглотителя:

$$I(x)=I_0e^{-\mu x}. \qquad (60.5)$$

Величина μ носит название **линейного коэффициента поглощения** или **ослабления** излучения и измеряется в $м^{-1}$. Интенсивность пучка I падает в два раза по сравнению с первоначальной I_0 на расстоянии $x_{0,5}$, равном

$$x_{0,5}=\frac{1}{\mu}\frac{\ln 2}{\ln e}=\frac{0{,}693}{\mu}. \qquad (60.6)$$

Поэтому величина $x_{0,5}$ носит название слоя половинного ослабления γ-лучей данным веществом. Так, для широко применяемого в настоящее время в технике и медицине γ-излучения радиоактивного изотопа кобальта Co^{60} с энергией кванта ~1,25 *Мэв* для уменьшения интенсивности вдвое необходима толщина защитного экрана из свинца $x_{0,5\,Pb} \cong 8$ *мм*, а из железа примерно в два раза бо́льшая. Экран с толщиной в 10 раз большей дает ослабление в $2^{10} \cong 10^3$ раз. При необходимости ослабления интенсивности пучка в заданное число $\eta = \frac{I_0}{I}$ раз можно найти необходимую толщину защитного экрана x, состоящего из материала с известным коэффициентом поглощения μ. Из (60.5) имеем:

$$x = \frac{1}{\mu} \ln \frac{I_0}{I} = \frac{1}{\mu} \ln \eta. \qquad (60.7)$$

Для неоднородных или слоистых материалов практически целесообразно измерять толщину каждого поглотителя в единицах количества вещества, приходящегося на единицу площади во всей толще экрана — ρx $\left(\frac{кг}{м^3} \cdot м = кг/м^2\right)$. При этом формулу (60.5) можно преобразовать к виду

$$I = I_0 e^{-\frac{\mu}{\varrho} \varrho x} = I_0 e^{-\mu' \varrho x} \qquad (60.8)$$

и ввести массовый коэффициент ослабления

$$\mu' = \frac{\mu}{\rho} \ (м^2/кг). \qquad (60.9)$$

В однородном веществе коэффициент ослабления γ-лучей должен быть пропорционален числу встречных атомов на единице длины пути пучка. Обозначив через n число атомов вещества в единице объема, перепишем (60.4) в виде

$$-\frac{dI}{I} = \mu\, dx = \frac{\mu}{n} n\, dx = \sigma n\, dx. \qquad (60.10)$$

Величина

$$\sigma = \frac{\mu}{n} \qquad (60.11)$$

имеет размерность площади $\left(\frac{1/м}{1/м^3} = м^2\right)$ и носит название эффективного сечения суммарного поглощения γ-лучей. Уравнение (60.10) можно формально трактовать следующим образом. Представим себе цилиндрический слой вещества толщиной dx и площадью поперечного сечения S, пронизываемый перпендикулярным потоком γ-лучей. Каждый атом представим себе в виде мишени с площадью поперечного сечения σ и будем считать, что поглощение γ-квантов происходит при попадании в одну из таких мишеней

(рис. 3.11). Тогда вероятность поглощения или относительная доля поглощенных квантов $-\frac{dI}{I}$ равна отношению суммарной площади всех встречных мишеней $\sigma n S\,dx$ к площади поперечного сечения слоя S, т. е.

$$-\frac{dI}{I}=\frac{\sigma n S\,dx}{S}=\sigma n\,dx,$$

в соответствии с уравнением (60.10).

Схема, по которой произведен расчет, аналогична схеме расчета длины свободного пробега и числа взаимных столкновений газовых молекул (т. I, § 25). Для молекул $\sigma=\pi d^2$, где d — диаметр молекулы, т. е. расстояние между центрами соседних молекул, на котором начинается крутое возрастание сил взаимного отталкивания, и описать их столкновение в первом приближении можно как упругое столкновение двух частиц определенных объемов и сечений.

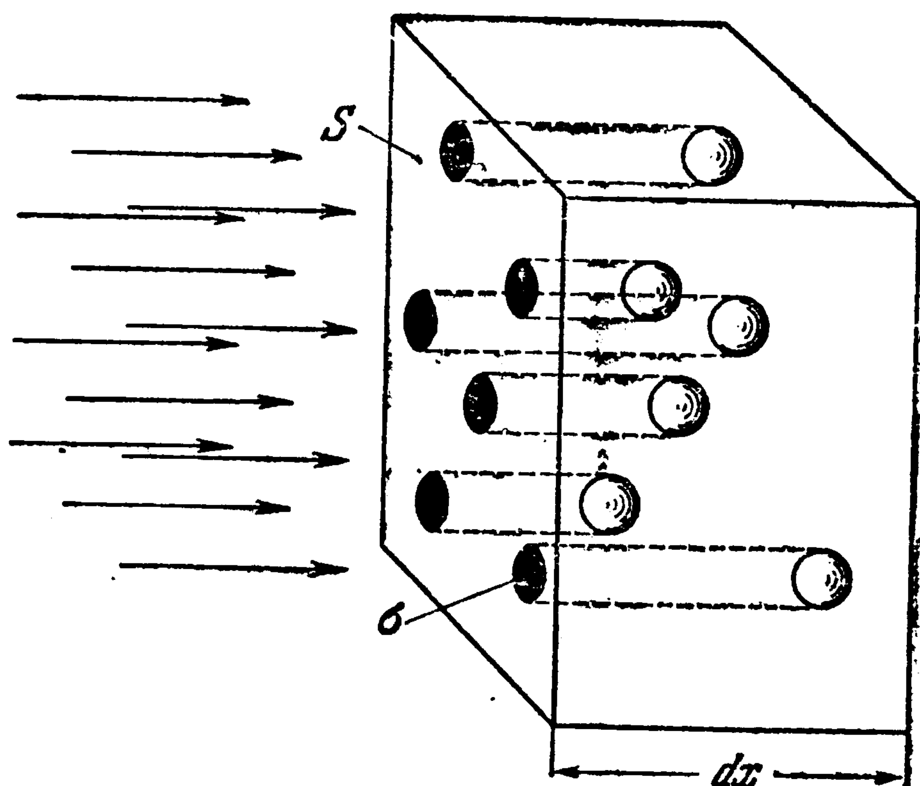


Рис. 3.11

Взаимодействие электромагнитного поля γ-фотона со сложной системой заряженных частиц, входящих в состав молекулы, конечно, невозможно описать в терминах механического столкновения двух твердых тел. Поэтому величина σ не имеет никакого отношения к геометрическим сечениям молекул, атомов или их ядер. Она характеризует вероятность рассматриваемого взаимодействия (поглощения, рассеяния и т. д.), как если бы процесс состоял из соударений летящих точечных корпускул с преградами — шариками поперечного сечения σ.

Насколько существенно отличие σ от геометрического сечения частиц-мишеней, видно из такого примера. При прохождении быстрых заряженных частиц через вещество имеется определенная вероятность ионизации встречных атомов и можно ввести понятие эффективного сечения ионизации в таком представлении, как в формуле (60.10). Однако величина последнего может на несколько порядков отличаться от эффективного сечения поглощения γ-лучей теми же самыми атомами.

Аналогично столкновениям молекул можно еще в рассматриваемом нами случае ввести среднюю длину пробега фотона в

веществе:

$$l = \frac{1}{\sigma n} = \frac{1}{\mu}. \qquad (60.12)$$

Рассмотрим теперь, от чего зависят введенные нами характеристики поглощения γ-лучей μ и σ. Как и для других видов электромагнитного излучения (см. гл. VII настоящего тома), коэффициент поглощения μ складывается из коэффициента истинного поглощения $\mu_ф$, соответствующего полному переходу энергии квантов в другие формы энергии, и коэффициента рассеяния $\mu_к$, характеризующего долю квантов, изменивших свое направление и частоту вследствие столкновений с электронами атомов и рассеянных в стороны:

$$\mu = \mu_ф + \mu_к. \qquad (60.13)$$

При полном поглощении γ-кванта атомом из внутренней оболочки последнего вырывается электрон, уносящий с собой всю поглощенную энергию. Этот процесс является частным случаем фотоэлектрического эффекта на отдельных атомах. Вероятность фотоэффекта зависит от соотношения между частотой падающего излучения и резонансными частотами атомов. Эти частоты для внутренних электронов отвечают области рентгеновских лучей с энергией фотона в интервале от 0,001 до 0,1 *Мэв* и возрастают пропорционально квадрату заряда ядра (см. закон Мозли в § 52). Расчет показывает, что для более жестких γ-лучей ($h\nu > 0{,}1$ *Мэв*) величина $\mu_ф$ оказывается пропорциональной Z^4 и очень резко падает с ростом энергии фотона.

В области энергий падающих γ-квантов примерно от 0,5 до 2 *Мэв* вероятность фотоэффекта становится очень малой. Действительно, фотоэффект может иметь место лишь для связанных электронов. Свободный электрон не может поглотить фотон — при этом не могут быть удовлетворены одновременно законы сохранения энергии и импульса. Как это следует из § 37, взаимодействие γ-кванта со свободным электроном может привести лишь к рассеянию, т. е. эффекту Комптона. По мере роста энергии фотона все большая часть электронов может рассматриваться по отношению к этим фотонам как свободная (когда $h\nu$ значительно больше энергии связи электрона). И хотя вероятность рассеяния фотонов на свободных электронах с ростом энергии фотонов также падает, но в указанном диапазоне энергий основную роль играет уже не фотоэффект, а эффект Комптона. Практически можно считать, что при этих $h\nu$ в комптоновском рассеянии принимают участие все электроны атома, следовательно, эффективное сечение рассеяния должно быть пропорционально их числу, т. е. Z:

$$\mu_к \sim nZ.$$

С другой стороны, плотность вещества пропорциональна числу атомов в единице объема и атомному весу:

$$\rho \sim nA.$$

Отсюда массовый коэффициент рассеяния

$$\mu_к' = \frac{\mu_к}{\rho} \sim \frac{Z}{A}. \qquad (60.14)$$

Из таблицы Менделеева видно, что для легких и средних элементов величина $\frac{Z}{A}$ очень медленно убывает с ростом A, оставаясь все время близкой к 0,5. И действительно, в области средних энергий γ-лучей, где преимущественную роль играет комптоновское рассеяние, массовые коэффициенты поглощения μ' начальных и средних элементов близки друг к другу. С ростом энергии фотонов $\mu_к'$ медленно убывает в силу отмеченного уже уменьшения вероятности рассеяния на каждом из участвующих в рассеянии электронов. В твердых телах и жидкостях средняя длина пути γ-кванта до поглощения измеряется сантиметрами, в тысячи раз менее плотных газах — десятками метров.

При энергиях γ-квантов, превышающих 1 *Мэв*, возникает еще один новый и чрезвычайно интересный механизм поглощения γ-лучей. В этом случае (точнее, при $h\nu > 1{,}022$ *Мэв*) энергия фотона более чем вдвое превышает собственную энергию электрона (или масса фотона $m_ф$ — удвоенную массу покоя электрона m_{0e}):

$$h\nu > 2m_{0e}c^2 \quad \left(m_ф = \frac{h\nu}{c^2} > 2m_{0e}\right). \qquad (60.15)$$

В поле атомного ядра такой фотон может превратиться в две частицы: электрон и позитрон. Позитрон — частица, открытая в 1932 г. (см. подробнее § 72), — имеет ту же массу покоя, что и электрон, те же по величине спиновые моменты (механический и магнитный), электрический заряд той же величины. Она отличается от электрона з н а к о м электрического заряда ($+e$) (имеет положительный заряд) и относительной ориентацией спиновых механического и магнитного моментов. Превращение происходит в полном соответствии со сказанным в § 29, т. е. с соблюдением всех законов сохранения. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Законы сохранения энергии и импульса не позволяют свободному γ-кванту превратиться в пару электрон — позитрон.

Действительно, напишем законы сохранения энергии и импульса для такого превращения:

$$h\nu = m_{-e}c^2 + m_{+e}c^2,$$

$$m_ф c = \frac{h\nu}{c} = m_{-e}u_{-e} + m_{+e}u_{+e},$$

где u_{-e} и u_{+e} — составляющие скоростей электрона и позитрона по направлению движения кванта. Умножая второе уравнение на c и сравнивая его с первым, убеждаемся, что они несовместимы, так как u_{-e} и u_{+e} всегда $<c$.

Превращение фотона в пару возможно лишь при наличии еще одной какой-нибудь частицы, участие которой позволяет удовлетворить всем законам сохранения. Пары могут рождаться, в частности, при столкновении фотонов необходимых энергий между собой, столкновении фотона с электроном, ядром и т. д. В рассматриваемом случае наибольшую роль играет столкновение фотонов с ядрами.

При столкновении γ-кванта с ядром рождается пара и ядро получает отдачу. Суммарный импульс ядра, электрона и позитрона равен импульсу исчезнувшего фотона. Следовательно, закон сохранения импульса удовлетворяется.

В силу большой массы ядра приобретаемая им энергия ничтожна (импульсу Mv отвечает при большом M малая скорость v и, следовательно, малая энергия $\frac{Mv^2}{2}$). Практически вся энергия фотона передается паре:

$$h\nu = m_{-e}c^2 + m_{+e}c^2. \tag{60.16}$$

При желании, вводя массу фотона $m_ф = \frac{h\nu}{c^2}$, можно (60.16) выписать в виде закона сохранения массы:

$$\frac{h\nu}{c^2} = m_ф = m_{-e} + m_{+e}, \tag{60.16'}$$

где $m_{-e} = \frac{m_{0e}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$ и соответственно m_{+e} включают массу покоя и массу, обусловленную кинетической энергией. Следовательно, удовлетворяется закон сохранения энергии (и, тем самым, массы).

Электрический заряд фотона равен нулю, позитрона $+e$, электрона $-e$. Следовательно, сохраняется электрический заряд:

$$0 = +e - e. \tag{60.17}$$

Спиновые механические моменты возникших электрона и позитрона параллельны и в сумме равны спиновому моменту фотона:

$$\hbar = \frac{1}{2}\hbar + \frac{1}{2}\hbar, \tag{60.18}$$

следовательно, закон сохранения моментов количества движения также удовлетворяется.

Убедиться в сохранении энергии и заряда можно непосредственно, наблюдая рождение пары γ-квантов в камере Вильсона, помещенной в магнитное поле.

Таким образом, при $h\nu > 1$ *Мэв* коэффициент поглощения γ-лучей веществом состоит уже не из двух, а из трех слагаемых:

$$\mu = \mu_ф + \mu_к + \mu_{пар}. \qquad (60.19)$$

В то время как $\mu_ф$ и $\mu_к$ убывают с ростом энергии фотона, $\mu_{пар}$ возрастает (рис. 3.12). Полный коэффициент ослабления μ

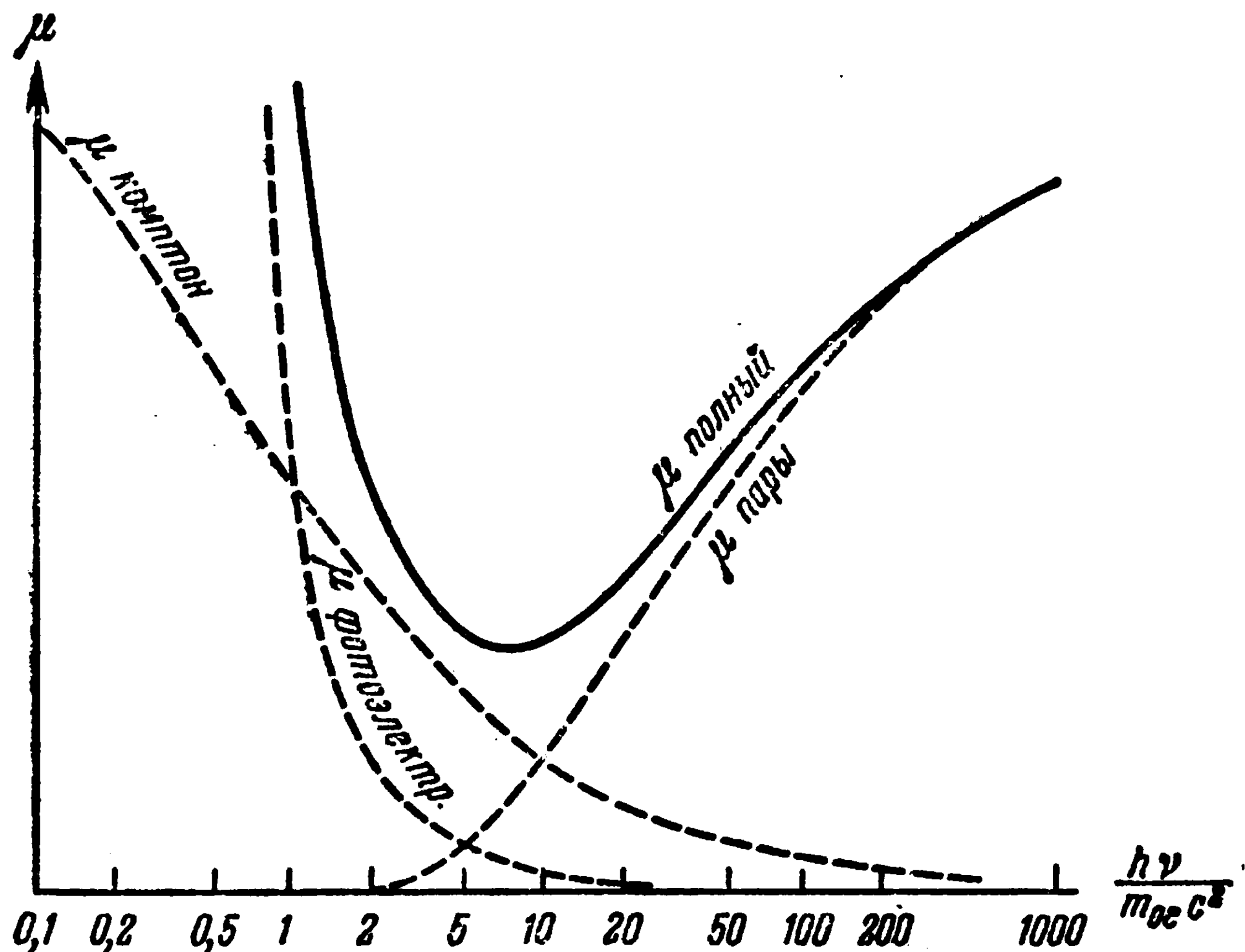


Рис. 3.12.

проходит через минимум, а затем возрастает, как это показано на рисунке. Атомные эффективные сечения σ соответствующих явлений получим, разделив (60.19) на n:

$$\sigma = \sigma_ф + \sigma_к + \sigma_{пар}, \qquad (60.20)$$

где

$$\sigma = \frac{\mu}{n}, \quad \sigma_ф = \frac{\mu_ф}{n} \quad \text{и т. д.}$$

Фотоны больших энергий могут производить некоторые превращения атомных ядер. Однако в общем μ роль такого поглощения весьма мала и им можно пренебречь.

Суммарное воздействие излучения на вещество характеризуется дозой облучения *D*. Понятие дозы облучения было первоначально введено для воздействия рентгеновских лучей, а затем распространено на γ-лучи и другие виды ионизирующих излучений. Практически применяемая внесистемная единица дозы получила наименование рентгена (*р*). Один рентген соответствует поглощению такого количества рентгеновского или γ-излучения, при котором сопряженная с ним корпускулярная эмиссия образует в 0,001293 *г* воздуха (т. е. в 1 *см*³ сухого воздуха при

нормальных условиях) количество ионов суммарного заряда по 1 СГС каждого знака. Так как заряд одного иона равен $4{,}80 \cdot 10^{-10}$ СГС ед. заряда, а на образование одной пары ионов в воздухе затрачивается в среднем 32,5 *эв*, то 1 *р* соответствует поглощению 83,8 *эрг* одним граммом воздуха.

В дальнейшем для других излучений были распространены понятия дозы, эквивалентные рентгену в физическом отношении (физический рентген — эквивалент) и в отношении биологического действия (биологический рентген — эквивалент).

Не существует какой-либо простой зависимости между этими величинами в силу специфичности действия различных типов излучений. Так, в случае нейтронов энергии ~ 2 *Мэв* 1 физический рентген-эквивалент равен 10 биологическим рентген-эквивалентам, а для тепловых нейтронов 1 физический рентген-эквивалент равен 5 биологическим рентген-эквивалентам. Безопасной для человека считается доза облучения 0,05 *р* за рабочий день, что примерно в 250 раз больше средней дозы, создаваемой космическими лучами и излучениями рассеянных в земной коре радиоактивных излучений. Токсическое действие излучения суммируется. При однократном воздействии доза в 50—100 *р* еще не приводит к потере трудоспособности. После прекращения облучения происходит восстановление организма. Доза облучения, превышающая 500 *р*, приводит к смертельному исходу.

Мощность дозы $I = D/t$ измеряется количеством рентген за единицу времени. Величина I пропорциональна активности излучателя a и для точечного источника обратно пропорциональна квадрату расстояния r от последнего. При наличии защитного экрана толщиной d

$$I = b \frac{a}{r^2} e^{-\mu d}. \qquad (60.21)$$

Коэффициент пропорциональности b зависит от типа излучения и свойств облучаемого вещества. Для жестких γ-лучей необходимо дополнительно учитывать воздействие рассеянных фотонов.

Измерение дозы может производиться счетными установками, описанными в § 57, или специальными переносными дозиметрами. В фотодозиметре измеряется степень почернения фотопленки, подвергавшейся воздействию облучения. Ионизационный дозиметр представляет собой обычно маленькую ионизационную камеру, заряжаемую предварительно до определенной разности потенциалов V между стенкой камеры и центральным электродом (нитью). При облучении дозиметра воздух внутри камеры ионизируется, происходит утечка зарядов с электрода и соответствующее падение измеряемой разности потенциалов.

До сих пор, говоря о поглощении γ-лучей в веществе, мы имели в виду фотоэффект, комптоновское рассеяние, наконец, фотоэффект на атомных ядрах и образование пар электрон — позитрон. Во всех этих случаях точное значение частоты γ-излучения особой роли не играет. Вместе с тем очевидно, что для γ-фотонов, как и для фотонов видимого света, должны наблюдаться резонансные эффекты. В проходящем через вещество потоке излучения атомы вещества интенсивно поглощают фотоны тех частот, которые они способны испускать сами. Точно так же и γ-фотоны должны сильно поглощаться ядрами, тождественными с теми, которые излучили их. Однако в обычных условиях резонансное поглощение γ-фотонов не наблюдается. Причина этого была выяснена лишь недавно.

Обозначим энергию возбуждения ядра через E. При излучении не вся эта энергия достанется фотону. Если частота излучаемого фотона равна ν, его энергия равна $h\nu$, а импульс $p = h\nu/c$. Но в силу закона сохранения импульса ядро, испытав отдачу, приобретет импульс той же величины (обратного направления), а значит, кинетическую энергию

$$K = \frac{Mv^2}{2} = \frac{p^2}{2M} = \frac{(h\nu)^2}{2Mc^2}, \qquad (60.22)$$

где M — масса ядра излучателя. Частота излучаемого фотона определяется из уравнения

$$E = h\nu + K = h\nu + \frac{(h\nu)^2}{2Mc^2}. \qquad (60.23)$$

В свою очередь ядро, поглощающее фотон, приобретает не только его энергию, но и импульс p, а следовательно, и кинетическую энергию, в точности равную K (60.22). Таким образом, на возбуждение ядра поглотителя остается энергия

$$E' = h\nu - K = E - 2K = E - \frac{(h\nu)^2}{Mc^2}. \qquad (60.24)$$

Разумеется, коль скоро $E' \neq E$, о резонансе не может быть и речи.

У читателя может возникнуть вопрос, почему мы не упоминали об отдаче в случае излучения атомами световых квантов. Ответ состоит в следующем. В то время как энергия фотона растет с частотой ν линейно, потеря энергии на отдачу растет с частотой (как это следует из (60.24)) квадратично: $K \sim (h\nu)^2$. Энергия γ-квантов превышает энергию световых фотонов в 10^4—10^6 раз, потери же на отдачу у γ-фотонов больше соответственно в 10^8—10^{12} раз.

Заметим, далее, что спектральные линии всегда имеют «естественную ширину» — их излучение не строго монохроматично. Фотон представляет собой конечный цуг волн, что обусловлено конечным временем его излучения. «Ширину линии» $\Delta h\nu$ оценивают из соотношения (аналогичного (46.8))

$$\Delta h\nu \cdot \Delta t \sim \hbar, \qquad (60.25)$$

где Δt — среднее время жизни излучателя в возбужденном состоянии. Тепловое движение и связанное с ним доплеровское смещение также приводят

к расширению спектральной линии. Резонансное поглощение имеет место, если изменение частоты не выходит за пределы суммарного уширения линии.

В случае видимого света потеря энергии на отдачу излучателя мала и резонансное поглощение происходит. В случае γ-фотонов потеря энергии на отдачу оказывается слишком большой.

Резонансное поглощение γ-фотонов можно получить, лишь скомпенсировав эту потерю энергии (а с нею и частоты), например за счет эффекта Доплера, что возможно при относительных скоростях источника — поглотителя $\sim 10^3$ *м/сек* или нагревания их до очень высоких температур (чтобы получить тот же эффект за счет теплового движения). Гораздо более удачное решение принадлежит Мёссбауэру, удостоенному за эту работу Нобелевской премии за 1961 г.

Пусть ядро, излучающее γ-фотон, принадлежит атому, входящему в состав твердого тела (кристаллической решетки). Отдача при излучении будет передаваться теперь не одному атому-излучателю, но всем атомам, связанным с ним. Энергия отдачи будет расходоваться по-разному. Иногда она будет тратиться на возбуждение колебаний решетки. *Иногда отдача будет приниматься решеткой как целой.* Последнее будет иметь место тем чаще, чем ниже температура решетки. В этом случае в (60.22) вместо массы ядра M будет фигурировать масса всего макроскопического тела, так что энергия отдачи станет исчезающе малой. Разумеется, атомы поглотителя также должны быть «вморожены» в твердое тело при возможно более низкой температуре.

Время жизни γ-излучателей может меняться в пределах от 10^{-10} до 10^{-5} *сек*. В соответствии с (60.25) меняется и естественная ширина спектральных линий. Доплеровского смещения, обусловленного очень малой относительной скоростью источник — поглотитель (от нескольких сантиметров до долей миллиметра в секунду), достаточно, чтобы резонансное поглощение исчезло (доплеровское смещение частоты у γ-фотонов, при той же относительной скорости v, много больше, чем у фотонов видимого света, так как это смещение пропорционально частоте: $\Delta\nu = \nu \cdot v/c$, см. § 28, формулу (28.4′)). Это делает «эффект Мёссбауэра» тонким инструментом исследований в самых различных областях науки. Приведем пример.

В конце § 29 был описан специфический эффект, предсказанный общей теорией относительности Эйнштейна, — «гравитационное красное смещение». До сих пор его удавалось наблюдать лишь в сверхмощных гравитационных полях звезд гигантской плотности — белых карликов.

Чувствительность резонансного поглощения γ-фотонов позволила проверить этот эффект в лабораторных условиях! При движении по вертикали в поле тяготения Земли изменение энергии фотона $\Delta\varepsilon$ на пути $(z - z_0)$ равно

$$\Delta\varepsilon = m_{\text{фотона}} \cdot g \cdot (z - z_0) = \frac{h\nu}{c^2} \cdot g \cdot (z - z_0). \qquad (60.26)$$

Если высота подъема $(z - z_0)$ равна всего 20 *м*, то изменение энергии $\Delta\varepsilon$, а значит, и частоты фотона, уже измеримо! Оно оказалось (как того и следовало ожидать) в полном соответствии с предсказанием теории относительности.

ГЛАВА XVII

СОСТАВ, СТРОЕНИЕ И ПРЕВРАЩЕНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР

§ 61. Бомбардировка ядер быстрыми заряженными частицами

Периодический закон Менделеева и практическая целочисленность атомных весов указывали на сложность строения атома и общность структурных элементов всех атомов. Установление электронно-ядерного строения атома привело к переносу этих косвенных доказательств сложности структуры на ядро. Электрические заряды ядер оказались целыми кратными заряда ядра водорода — протона, а массы изотопов (см. т. II, § 37)—близкими к целым кратным массы того же протона. Эти обстоятельства привели к возрождению старой гипотезы Проута в несколько измененной форме — предположению, что протоны являются структурными элементами всех ядер.

Наличие общих структурных элементов подтверждается фактом взаимных превращений одних ядер в другие при радиоактивном распаде. Однако при естественном распаде радиоактивных элементов не наблюдалось вылета протонов — из этих ядер выбрасываются лишь α- и β-частицы. α-частица имеет $Z=2$ и $A=4$ и не может являться единственным структурным элементом ядер. С одной стороны, есть много тяжелых ядер с массовым числом A, не кратным четырем. С другой стороны, имеются и более легкие ядра с $A<4$. В частности, кроме обычного водорода, известен его тяжелый изотоп — дейтерий, ядро которого с $Z=1$ и $A=2$ является как бы половинкой α-частицы.

Для выяснения структуры ядра необходимо было научиться воздействовать искусственным путем на скорость и направление радиоактивных превращений. Известные методы воздействия на скорости химических и физических процессов оказались для этой цели недостаточными, так как ядро надежно экранировано от внешних воздействий электронной оболочкой атома. Давления до тысяч атмосфер лишь в слабой степени деформируют внешние электронные оболочки. Нагревание до нескольких тысяч градусов приводит лишь к частичной ионизации атома. Такая же частичная

ионизация наблюдается в электрическом разряде при напряжениях в десятки и сотни тысяч вольт. Видимое излучение воздействует лишь на внешние электроны. Даже более жесткие рентгеновские лучи, воздействуя на электроны внутренних оболочек, обладают энергией кванта, как правило недостаточной, чтобы воздействовать на ядро.

Для того чтобы «заглянуть» внутрь ядра, необходимо было применить более мощные методы воздействия, бомбардировать ядра «снарядами», достаточно малыми по своим размерам, чтобы они могли проникнуть внутрь ядра, и обладающими энергией, достаточно большой для его расщепления. Открытие радиоактивности помогло и в этом — продукты радиоактивного распада обладают энергиями, доходящими до 10—15 *Мэв*. В первую очередь такими снарядами, позволившими не только расшифровать строение атома (§ 43), но и проникнуть внутрь ядра, явились α-частицы.

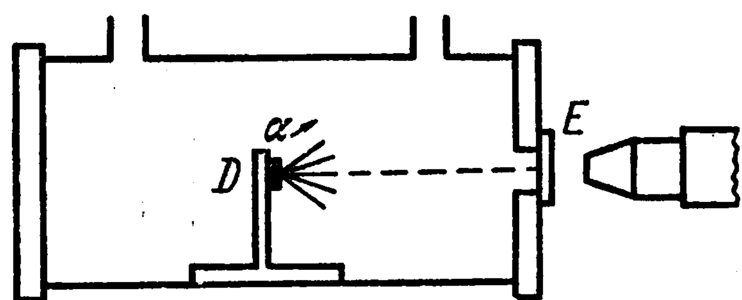


Рис. 3.13.

Используя испускаемые Po_{84}^{214} (RaC′) α-частицы с энергией 7,58 *Мэв*, Резерфорд в 1919 г. впервые осуществил искусственное превращение ядер. Схема прибора представлена на рис. 3.13. Радиоактивный препарат наносится на держатель D, сцинтилляции наблюдаются на экране E через микроскоп. Известно, что α-частицы указанной энергии имеют в воздухе при нормальных условиях длину пробега в 7 *см*. При тех давлениях, которые создавались в камере, α-частицы не могли достигнуть экрана. Однако при наполнении камеры азотом на экране возникали сцинтилляции. При наполнении камеры другими газами, например кислородом, сцинтилляции не наблюдались. Таким образом, было доказано, что при обстреле ядер азота α-частицами возникают какие-то новые частицы. Дальнейшие опыты показали, что эти частицы — быстрые протоны с длиной пробега в воздухе при нормальных условиях в 28 *см*, что отвечает энергии протонов 6 *Мэв*.

Оставался неясным характер тех превращений, которые испытывало ядро. Поглощается ли при столкновении α-частица ядром азота или просто при ударе выбивает из него протон? Ответ на этот вопрос был получен в результате наблюдений Блэкетта, произведенных с помощью камеры Вильсона. Автоматизировав съемку и делая парные снимки, позволившие восстановить пространственную форму следов (см. § 57), он произвел 23 000 снимков. При этом было обнаружено некоторое число раздваивающихся следов — вилок. Большая часть их регистрировала сильное взаимодействие с ядром, в результате которого α-частица отклонялась резко

в сторону, а ускоренное ядро производило ионизацию на своем пути. Некоторое число вилок имело иной вид (рис. X в конце книги). Одно из разветвлений — короткий жирный след ускоренного ударом ядра. Длинный след, идущий влево, явно не принадлежит уже α-частице, это след быстрого протона (p). След α-частицы в точке разветвления исчезает—α-частица поглощается ядром. Следовательно, в точке разветвления произошла ядерная реакция:



$$N_7^{14} + He_2^4 \to O_8^{17} + p_1^1. \qquad (61.1)$$

Правильность этого вывода подтверждалась расчетом: зная скорость α-частицы и вылетавшего при превращении протона, можно было по данным стереоскопического снимка вычислить массу ядра, испытавшего отдачу (из законов сохранения энергии и количества движения). Масса ядра оказалась равной 17 *аем*— в соответствии с формулой (61.1).

Аналогичные (61.1) ядерные реакции наблюдались при обстреле α-частицами бора, фтора, натрия, алюминия и фосфора. При всех этих искусственных превращениях из ядер вылетали быстрые протоны, подтверждая наличие последних в составе различных ядер.

Однако использование одних α-частиц в качестве орудий исследования оказалось недостаточным. Обладая двойным положительным зарядом, α-частица отталкивается бомбардируемым ядром. Для того чтобы подойти вплотную к ядру на расстояние $R \sim 10^{-12}$ *см* и иметь возможность проникнуть внутрь ядра, α-частица должна обладать кинетической энергией

$$\varepsilon_\alpha > \frac{2eZe}{R}. \qquad (61.2)$$

Отсюда следует, что α-частицы с энергией $\varepsilon_\alpha = 6$ *Мэв* не могут проникать в ядра с атомным номером $Z > 20$. Для превращений более тяжелых ядер необходимо иметь снаряды с меньшим зарядом и большей энергией.

Использование для этих целей однозарядных протонов, получающихся при реакциях типа (61.1), практически неосуществимо. Поскольку сечение ядра составляет примерно одну стомиллионную площади поперечного сечения атома, то из потока летящих α-частиц основная масса успеет раньше растратить всю свою энергию на ионизацию атомов, чем попадет в столь малую мишень. Лишь одна из десятка тысяч α-частиц будет при этом полезно использована для получения быстрого протона по реакции типа (61.1). В свою очередь, по аналогичным причинам лишь один из десятка тысяч полученных протонов сможет быть полезно использован для дальнейших ядерных превращений.

Поскольку получение протонов за счет ионизации водорода не представляет практических трудностей, перед физиками стала задача искусственного ускорения таких протонов в электрических полях с достаточно большой разностью потенциалов. Осуществление такой задачи стало возможным лишь при достаточно высоком уровне развития техники высоких напряжений, вакуумной техники и электроники начиная с 30-х годов XX в. Перечислим кратко основные направления развития современных ускорителей заряженных частиц.

1. В т. II (§ 9, рис. 1.40) приведена схема электростатического генератора Ван-де-Граафа. Прибор этот, значительно усовершенствованный, применяется и поныне. Уменьшение габаритов без опасности пробоя достигается тем, что весь прибор монтируется в толстом стальном кожухе, наполненном воздухом или другим газом под давлением. Это позволяет при сравнительно небольших размерах ускорять протоны до энергий в 5—7 *Мэв*.

2. Линейный каскадный ускоритель. Этот тип ускорителя, схема которого была впервые предложена Видероэ, сыграл большую роль в дальнейшем развитии техники ускорителей. Идея ускорителя состоит в том, чтобы ускоряемые частицы не нуждались в источнике высокого напряжения, возможности которого ограничены (утечкой зарядов, пробоем), а многократно ускорялись бы от источника переменного и сравнительно невысокого напряжения. Схема такого линейного ускорителя (т. е. ускорителя, в котором траектории ускоряемых частиц прямые) показана на рис. 3.14.

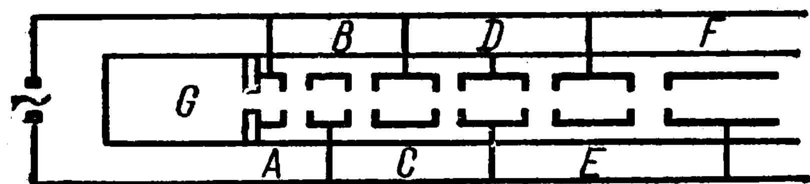


Рис. 3.14.

Ряд металлических трубок переменной длины — *A*, *B*, *C*, *D*... расположен вдоль одной оси. Первая, третья и т. д. — все нечетные — присоединены к одному полюсу источника переменного напряжения; вторая, четвертая и т. д. — все четные — присоединены к другому полюсу. Ионы, возникающие в области *G* под действием тока, протекающего через газ, проникают в цилиндр *A* и, двигаясь далее, ускоряются электрическим полем между *A* и *B*. Частота источника напряжения должна быть такой, чтобы за то время, пока ионы пройдут цилиндр *B*, напряжение на цилиндрах изменило знак. Тогда в поле между *B* и *C* ионы опять испытывают ускорение и т. д. При частоте поля ν время пролета каждого цилиндра должно составлять $\frac{T}{2}=\frac{1}{2\nu}$. В силу того, что скорость частиц возрастает, путь, проходимый за $\frac{T}{2}$, удлиняется, что и

приводит к необходимости увеличения длины цилиндров. Это обстоятельство ограничивает возможность получения достаточно большого числа ступеней ускорения, а следовательно, и конечную энергию ускоряемых частиц.

3. Циклотрон. Лоуренсу принадлежит идея обратить с помощью магнитного поля траекторию ускоряемой частицы в спираль. Прибор, основанный на этой идее, носит название циклотрона. Он описан в томе II курса (§ 36, рис. 3.41 и 3.42). С помощью циклотрона можно получать тяжелые частицы с энергией до 10 *Мэв*. Предел этот обусловлен тем обстоятельством, что при больших энергиях становится заметным релятивистское возрастание массы частиц. При этом возрастает период обращения этих частиц в магнитном поле

$$T = 2\pi \frac{mc}{eH} \tag{61.3}$$

(см. т. II, формулу (36.22)), в то время как частота переменного электрического поля между дуантами прибора, ускоряющего частицы, остается неизменной.

С помощью подобных ускорителей могли быть получены достаточно интенсивные пучки протонов, ядер тяжелого водорода и гелия (искусственных α-частиц) с энергией до 10—15 *Мэв*, достаточной для осуществления различных ядерных превращений.

В дальнейшем для детального изучения свойств и структуры составных элементов ядра, таких как протоны и другие элементарные частицы, потребовалось превзойти указанные пределы и создавать «снаряды» с энергией в тысячи раз большей.

Идея ускорителей нового типа, позволивших значительно расширить пределы достижимых энергий частиц, была предложена в 1945 г. советским физиком В. И. Векслером и, несколько позже, независимо, американцем Мак-Милланом. Идея эта состоит в постепенном изменении магнитного поля, или частоты электрического поля, или, наконец, того и другого вместе так, чтобы рост массы ускоряемой частицы не выводил ее из режима ускорения. В соответствии с тремя возможностями изменения полей новые ускорители делятся на три типа.

4. Синхротрон. Представляет собой усовершенствованный бетатрон (т. II, § 41). Как и в бетатроне, ускоряемые электроны движутся все время по траектории одного и того же радиуса. Однако, в отличие от бетатрона, ускорение реализуется не столько за счет электрического поля индукции, сколько за счет электрического поля, введенного в одном или нескольких ускоряющих промежутках на траектории. Цикл ускорения начинается, как в обычном бетатроне. Когда энергия электронов достигает 2 *Мэв*, их скорость равна уже 0,97 *c*. Дальнейшее «ускорение» почти не

меняет их скорости. Непрерывно возрастает лишь кинетическая энергия, а значит, и масса электронов. Следовательно, с этого момента период обращения практически уже не меняется, и на ускоряющих промежутках создается переменное электрическое поле постоянной частоты. С этого момента изменение магнитного поля имеет целью лишь удерживать электроны на постоянной орбите. Роль электрического поля индукции становится второстепенной. Затем ускорение прекращается, и небольшое дальнейшее увеличение (или ослабление) магнитного поля сжимает (или увеличивает) радиус орбиты электронов, наводя их на мишень. С помощью синхротронов можно получить электроны с энергией в десятки и даже сотни *Мэв*, и при обстреле мишени — рентгеновские лучи с фотонами таких же энергий. Размеры прибора сравнительно невелики. В качестве примера укажем, что один из синхротронов при радиусе орбиты 29,3 *см* и максимальном напряжении магнитного поля в 8100 *эрст* дает электроны с энергией в 70 *Мэв* (заметим, что масса таких электронов примерно в 140 раз превышает массу покоя электрона).

5. Фазотрон. Используется для ускорения тяжелых частиц (протонов, ядер гелия и т. д.). Отличается от циклотрона тем, что частота ускоряющего электрического поля между дуантами убывает в процессе ускорения в соответствии с ростом T (обусловленным увеличением m). Это приводит, однако, к тому, что ускорение каждой группы частиц может начаться лишь после того, как закончен весь цикл ускорения предшествующей группы. Как и циклотрон, фазотрон имеет большие полюсные наконечники, так как траектория частиц — разворачивающаяся спираль. Фазотроны дают тяжелые частицы с энергией в несколько сотен *Мэв*. Дальнейшее увеличение энергии потребовало бы слишком больших магнитов. Фазотрон в Москве дает протоны с энергией 680 *Мэв*.

6. Синхрофазотрон (иногда бэватрон, космотрон). Предназначен для ускорения тяжелых частиц. В отличие от фазотрона в синхрофазотроне траектория частиц имеет постоянный радиус. Магнит имеет кольцеобразную форму. Ускорение производится в ряде промежутков на траектории с помощью электрического поля, частота которого меняется в процессе ускорения. Напряженность магнитного поля меняется, с тем чтобы удержать частицы на постоянной траектории. Синхрофазотрон в Дубне при радиусе орбиты около 30 *м* и весе магнитов 35 000 *т* дает пучок протонов с энергией 10 *Бэв*. В настоящее время проектируются и строятся приборы, рассчитанные на ускорение протонов до энергии в десятки *Бэв*. В результате некоторых усовершенствований дальнейшее увеличение веса магнитов, вероятно, не потребуется.

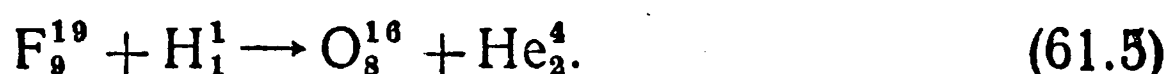
Первой ядерной реакцией, полученной с помощью искусственно ускоренных протонов, было превращение Li_3^7. Эту реакцию осуществили Кокрофт и Уолтон:



$$Li_3^7 + H_1^1 \rightarrow 2He_2^4. \qquad (61.4)$$

Для осуществления реакции достаточно сообщить протонам сравнительно малую энергию, порядка десятка *кэв*. Кокрофт и Уолтон располагали протонами с энергией 0,6 *Мэв*. Превращение легко наблюдать в камере Вильсона, где по длине пробега образовавшихся α-частиц можно судить о выделившейся при реакции энергии. Она оказалась огромной: 17,3 *Мэв* на каждое превращенное ядро лития!

Протон большей энергии нужен для превращений фтора:



$$F_9^{19} + H_1^1 \rightarrow O_8^{16} + He_2^4. \qquad (61.5)$$

Эта реакция также идет с выделением энергии в 8 *Мэв*. Иногда выделяющаяся энергия (отдаваемая в виде кинетической энергии продуктов превращения — ядер кислорода и гелия) составляет всего 1,7 *Мэв*. В этом случае ядро кислорода оказывается возбужденным. Как правило, весьма скоро оно отдает энергию возбуждения с испускаемым γ-квантом. Энергия γ-кванта $h\nu$ равна 8,0—1,7=6,3 *Мэв*.

Применение ускорителей позволило осуществить целый ряд других ядерных реакций. Тем самым была экспериментально доказана возможность искусственного превращения одних химических элементов в другие. Измерения пробегов показали, что сумма кинетических энергий продуктов ядерной реакции может быть как больше, так и меньше кинетической энергии исходных частиц. В отличие от естественного радиоактивного распада, идущего всегда с выделением энергии, искусственные ядерные реакции могут быть как экзоэнергетическими (с выделением энергии), так и эндоэнергетическими (с затратой энергии). Абсолютные значения энергетических эффектов при этом порядка 1—10 *Мэв* на элементарный акт и в сотни тысяч раз превышают энергии, выделяющиеся или поглощаемые при химических превращениях.

Практическое использование ядерных реакций, осуществляемых с помощью ускорителей, при бомбардировке α-частицами оказалось затруднительным. Как указывалось выше, эти реакции идут с исключительно низким выходом. Для осуществления одного элементарного акта надо, кроме одной исходной частицы, затратить энергию на ускорение многих тысяч других таких же снарядов, не попадающих в мишень и растрачивающих эту энергию бесполезно на ионизацию встречных атомов.

Не удалось с помощью ускорителей с энергией частиц 10—15 *Мэв* решить задачу о структурных элементах ядра. Поскольку протон и α-частица сами являются ядрами определенных химических элементов (водорода и гелия), то процессы типа (61.1) и (61.5) представляют собой реакции обмена, а не расщепления ядер на составные элементы.

Это положение в ядерной физике существенно изменилось лишь с открытием нейтрона. Изучение свойств нейтронов позволило в основном расшифровать структуру ядра (§ 64) и осуществить практическое использование ядерной энергии (гл. XVIII).

§ 62. Открытие нейтрона. Состав атомных ядер

Когда выяснилось, что не все легкие ядра, обстреливаемые α-частицами, испускают протоны, возник вопрос о том, что происходит в этих случаях. Происходит ли поглощение α-частицы ядром без выбрасывания других частиц или происходит выбрасывание каких-то частиц, отличных от протонов? Вопрос этот был решен в 1932 г.

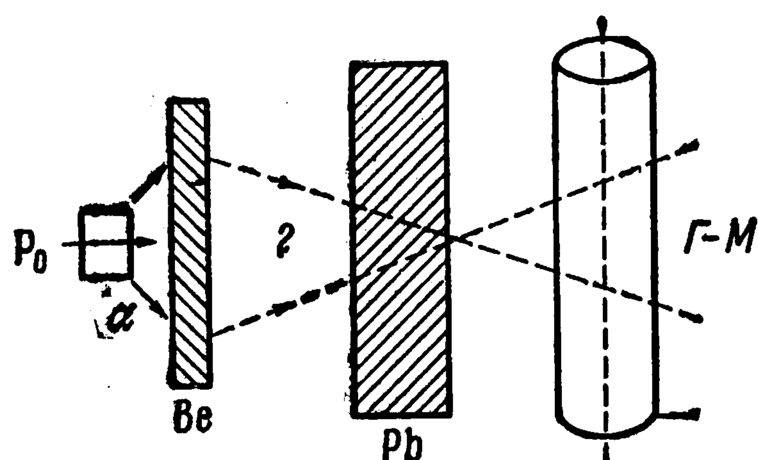


Рис. 3.15.

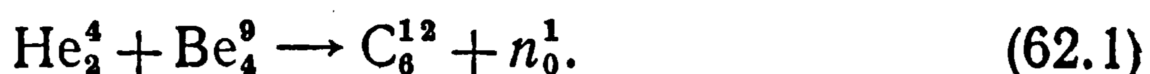
Одним из элементов, обстрел которых α-частицами не приводил к появлению протонов, был бериллий. Боте и Беккер, ставя соответствующие опыты с этим элементом, обратили особое внимание на чистоту используемого излучения. Источником α-частиц служил чистый полоний Po_{84}^{210}, имеющий то существенное преимущество, что он испускает α-лучи, превращаясь в устойчивый элемент—свинец; следовательно, кроме α-частиц, препарат полония никакого уже излучения не дает. Правда, энергия его α-частиц меньше, чем у RaC′, составляя 5,25 *Мэв*, но для проникновения в ядра выбранного для опытов легкого бериллия ($Z=4$) этого вполне достаточно.

При обстреле бериллия α-частицами было обнаружено возникновение сильно проникающего излучения. Схема опыта приведена на рис. 3.15. Было найдено, что новое излучение теряет всего 13% интенсивности при прохождении 2 *см* свинца. Очевидно, что это не поток заряженных частиц. Вначале предположили, что это жесткие γ-кванты; судя по поглощению, им следовало приписать энергию в 7 *Мэв*. Дальнейшие исследования французских ученых Ф. Жолио-Кюри и его жены Ирэн Кюри (дочери Склодовской-Кюри) показали, что новое излучение весьма интенсивно выбивает протоны из водородсодержащих веществ, например парафина.

Удалось измерить длину следа протонов, выбиваемых бериллиевым излучением, оказавшуюся равной 25 *см*. Расчет показал, что протон может получить соответствующую скорость при ударе γ-кванта, энергия которого равна 55 *Мэв*. Дальнейшие опыты привели к еще более странным результатам. Удалось обнаружить ядра отдачи и в азоте с длиной следа в 3 *мм*. Такие ускорения тяжелых ядер азота могли бы дать γ-кванты энергии 90 *Мэв*. Исследования с ядрами аргона привели к еще более астрономической цифре—150 *Мэв*.

Чэдвик первый высказал предположение о том, что новое излучение представляет собой не γ-кванты, а поток тяжелых незаряженных частиц, которые были названы им нейтронами. По следам отдачи ядер разных масс можно было заключить о том, что масса нейтронов весьма близка к массе протонов. На рис. XI (в конце книги) мы воспроизводим фотографии следа ядра отдачи в камере Вильсона. След нейтрона не виден, так как нейтрон, не обладая зарядом, сам ионизации не производит. Дальнейшие исследования показали, что масса нейтронов равна 1,008982 *аем* (масса протона равна 1,007593 *аем*).

Обозначим нейтрон через n_0^1. Поставленные индексы указывают, что нейтрон имеет заряд $Z=0$ и массовое число $A=1$. Расшифровка исходной ядерной реакции получения нейтрона приводит к уравнению



$$He_2^4 + Be_4^9 \rightarrow C_6^{12} + n_0^1. \qquad (62.1)$$

Отсутствие электрического заряда нейтронов приводит к тому, что они практически не взаимодействуют с электронной оболочкой встречных атомов. По той же причине отсутствует и электрическое взаимодействие с атомными ядрами. Специфическое (не электрической природы!) взаимодействие нейтронов с ядрами, обусловливающее возможность содержания нейтронов в ядрах, которое будет рассмотрено подробнее в § 64, имеет место на расстояниях от центра ядра, не превышающих 10^{-12} *см*. Поэтому пучки нейтронов в веществе и обладают высокой проникающей способностью, а их обнаружение возможно лишь путем наблюдения результатов непосредственного взаимодействия нейтронов с ядрами.

Для регистрации быстрых нейтронов используют их упругие столкновения с ядрами, при которых последним передается значительная часть энергии нейтрона. Благодаря практическому равенству масс нейтрона и протона при упругом ударе нейтрона с неподвижным протоном последнему передается большая часть кинетической энергии нейтрона (вплоть до всей при прямом ударе (см. т. I, § 8), при котором нейтрон останавливается, а протон начинает двигаться в том же направлении с энергией, равной первоначальной энергии нейтрона). При этом протон производит на

своем пути интенсивную ионизацию, регистрируемую счетчиком или камерой Вильсона.

После нескольких последовательных столкновений с атомными ядрами быстрые нейтроны отдают свою избыточную энергию и в дальнейшем совершают хаотическое движение с тепловыми скоростями (диффундируют в веществе). Для таких **тепловых нейтронов** описанный выше метод регистрации становится непригодным. В этом случае используют ядерные реакции, обратные (62.1), при которых нейтрон, проникая в ядро, приводит к вылету из последнего α-частицы большой энергии.

Практически для регистрации медленных нейтронов используется обладающая сравнительно высокой вероятностью реакция



$$B_5^{10} + n_0^1 \longrightarrow Li_3^7 + \alpha_2^4, \qquad (62.2)$$

при которой выбрасывается быстрая α-частица с энергией 2,1 *Мэв*. Если в ионизационную камеру или счетчик ввести газообразный трехфтористый бор (BF_3), то при прохождении нейтронов через камеру можно судить об их количестве по ионизации, производимой возникающими α-частицами. Иногда вместо газообразного соединения бора в камеру вводятся пластинки, покрытые металлическим бором.

Вероятность различных типов ядерных взаимодействий характеризуется величинами эффективных сечений, определяемыми по соотношениям, аналогичным соотношениям, установленным в § 60 для γ-лучей. Благодаря малости размеров ядер и малому радиусу действия ядерных сил, эти эффективные сечения выражаются весьма малыми числами. При размере ядра порядка 10^{-12} *см* его геометрическое сечение порядка 10^{-24} *см*^{2}.

Как указывалось в § 59, эффективное сечение σ характеризует сложные процессы взаимодействия и может быть как больше, так и меньше формального геометрического сечения. В качестве удобной единицы измерений ядерных эффективных сечений принята геометрическая единица

$$1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2.$$

Для примера укажем, что эффективное сечение для ядерной реакции (62.2) на тепловых нейтронах составляет $\sigma \approx 500$ *барн* $= 5\cdot 10^{-22}$ *см*^{2}. При концентрации атомов (ядер) бора $n \approx 10^{19}$/*см*^{3}, средняя длина пробега нейтрона до превращения (62.2) будет согласно (60.11) составлять

$$l = \frac{1}{n\sigma} = \frac{1}{5\cdot 10^{-22}\cdot 10^{19}} = 200 \text{ см} = 2 \text{ м}.$$

Следовательно, лишь небольшая, но вполне определенная доля нейтронов, проходящих через камеру, будет вызывать реакцию (62.2) и регистрироваться счетной установкой.

Заметим, что при достаточной толщине слоя любого вещества (а не только бора) движущийся в нем свободный нейтрон в конечном счете поглотится одним из встречных ядер. Образующееся ядро является, как правило, неустойчивым и испытывает различные превращения. Таким образом, в отличие от α-частиц, нейтроны могут быть использованы для осуществления ядерных реакций и при этом не требуется сообщать им предварительно большую энергию. Эти свойства нейтронов были в дальнейшем широко использованы в технике применения ядерной энергии (см. гл. XVIII).

Итак, из ядер могут вылетать и поглощаться ими α-частицы. С помощью α-частиц из некоторых ядер можно выбивать протоны, из других — нейтроны. Какие же частицы входят в состав атомных ядер? До 1932 г. были известны две (если не считать фотонов) элементарные частицы: электрон и ядро легчайшего, водородного, атома — протон. Целочисленность атомных весов (изотопов, а не химических средних весов) наталкивала на мысль, что атомы, следовательно и ядра атомов, построены из этих же частиц. Так, например, атом гелия He_2^4 примерно в 4 раза тяжелее атома водорода. Полагали, что атом гелия и построен из четырех водородных. Считали, что четыре протона и два электрона входят в состав ядра, остальные два электрона образуют электронную оболочку. Небольшие отклонения от целочисленности веса здесь в расчет могут не приниматься,— ниже будет показано, что они обусловлены энергией связи между частицами атомного ядра.

Наличие в ядрах электронов казалось бы подтверждается фактом β-распада, при котором из ядер атомов вылетают электроны. Однако быстро выяснилось, что такое представление о строении ядра приводит к ряду противоречий с опытом.

В результате взаимодействия между магнитным моментом ядра и орбитальным током (ориентация которого относительно момента ядра определяется магнитным квантовым числом m) наблюдается сверхтонкое расщепление спектральных линий. По сверхтонкому расщеплению линий можно определять магнитный момент ядер. Оказалось, что по порядку величины он совпадает с магнитным моментом протона. Измерения магнитных моментов ядер методом парамагнитного резонанса (т. II, § 46) приводят к значениям порядка так называемого ядерного магнетона $\mu_n = \frac{e}{m_p c}\frac{\hbar}{2} = (0{,}505038 \pm 0{,}000018) \times 10^{-23}$ *гс·см³*, где m_p—масса протона. Точные измерения показали, что магнитный момент протона равен $(1{,}41044 \pm 0{,}00004) \cdot 10^{-23}$ *гс·см³*, т. е. $2{,}79275 \pm 0{,}00003$ ядерного магнетона. Магнитный момент электрона $\frac{e}{m_{0e} c}\frac{\hbar}{2}$ в 657,5

раза больше. Для ядер, которые, по предположению, содержат четное число электронов, это может быть объяснено: спины электронов внутри ядер попарно компенсируются у гелия He_2^4, у углерода, содержащего, по предположению, в ядре 12 протонов и 6 электронов соответственно. Однако у азота такую компенсацию получить нельзя: для семи электронов один спин по крайней мере остается нескомпенсированным (три спина имеют одно направление, четыре — им обратное). А между тем магнитный момент ядра азота, как и у других ядер, много меньше магнитного момента электрона и не отличается по порядку величины от магнитных моментов других ядер. Кроме того, из самых общих соображений квантовой теории оказалось возможным по чередованию интенсивностей линий спектра комбинационного рассеяния для молекулярного азота установить, что число частиц в ядрах азота четное. Между тем, согласно рассматриваемой теории, ядра азота должны состоять из 14 протонов и 7 электронов, т. е. 21 частицы. Эти противоречия между теорией и опытом получили название «азотной катастрофы». Они были разрешены в результате открытия нейтрона.

Сразу же после открытия нейтрона Д. Д. Иваненко и Е. Н. Гапон высказали гипотезу о том, что ядра атомов состоят только из протонов и нейтронов. Этим решалась азотная катастрофа, становился понятным малый магнитный момент ядер, а также вывод о четном числе элементарных частиц в ядре азота: согласно этой гипотезе, ядра N_7^{14} содержат 7 протонов и 7 нейтронов.

Последующие измерения подтвердили, что спин нейтрона, так же как у протона и электрона, равен $\hbar/2$. Несмотря на отсутствие электрического заряда, у нейтрона оказался магнитный момент, по порядку величины близкий к магнитному моменту протона и равный —1,91 ядерного магнетона. Знак минус указывает, что, в отличие от протона, магнитный и механический моменты нейтрона направлены в противоположные стороны. Представление о протонно-нейтронном составе атомных ядер подтверждено большим экспериментальным материалом и в наши дни является общепризнанным.

Простой физический смысл получает массовое число A: оно дает число н у к л о н о в — частиц, входящих в состав ядра. Так как атомный номер Z дает число протонов, то число нейтронов оказывается равным $N=(A-Z)$:

$$A \text{ частиц} = Z \text{ протонов} + (A-Z) \text{ нейтронов}. \qquad (62.3)$$

Таким образом, *изотопы отличаются числом нейтронов в ядре*.

Водород имеет три изотопа с массовыми числами A, равными соответственно 1, 2 и 3. Ядро легкого изотопа H_1^1 состоит из одного

протона. Этот изотоп называется протием. Тяжелый водород H_1^2, иначе называемый дейтерием (D), имеет заряд $Z=1$ и массовое число $A=2$. Его ядро, называемое дейтоном d, состоит из одного протона ($Z=1$) и одного нейтрона ($N=A-Z=1$). Это строение дейтона подтверждено прямыми опытами. С помощью γ-лучей можно произвести фоторасщепление дейтона:



$$d+\gamma \rightarrow p+n_0^1. \tag{62.4}$$

При бомбардировке водорода пучком нейтронов удается зарегистрировать обратный процесс синтеза дейтонов:



$$p+n_0^1 \rightarrow d+\gamma. \tag{62.5}$$

Выделяющаяся при синтезе энергия высвечивается с γ-фотоном энергии 2,18 *Мэв*.

Для того чтобы не вводить новых обозначений для ядер, при записи ядерных превращений принято обозначать ядра химическими символами соответствующих им изотопов (верхний индекс — массовое число, нижний — электрический заряд в единицах e, т. е. число протонов, так что разность их дает число нейтронов). Например, реакцию (62.5) записывают так:



$$H_1^1+n_0^1 \rightarrow H_1^2+\gamma. \tag{62.6}$$

Третий изотоп водорода H_1^3 называется тритием (Т) и имеет заряд $Z=1$ и массовое число $A=3$. Его ядро, называемое тритоном t, состоит из одного протона и двух нейтронов. Тритий β^--радиоактивен, с периодом полураспада 12,5 года.

Гелий также имеет несколько изотопов. Ядра каждого из них содержат два протона ($Z=2$) и разное число нейтронов. Так, ядро основного изотопа He_2^4 состоит из двух протонов и двух нейтронов. Ядро легкого изотопа гелия He_2^3 состоит из двух протонов и одного нейтрона. По отношению к тритию H_1^3 легкий гелий является изобаром. Оба изобарных ядра H_1^3 и He_2^3 имеют одинаковое число нуклонов ($A=3$), почти одинаковый атомный вес (H_1^3—3,0164525 *аем* и He_2^3—3,0158832 *аем*) и различное число протонов и нейтронов.

Общее число нуклонов в полученных искусственно до 1964 г. тяжелых ядрах достигает 264.

Приведем названия полученных искусственно заурановых элементов: 93 — нептуний, 94 — плутоний, 95 — америций, 96 — кюрий, 97 — берклий, 98 — калифорний, 99 — эйнштейний, 100 — фермий, 101 — менделевий, 102 — нобелий, 103 — лоуренсий. Элемент 104, названный курчатовий, был получен в 1964 г. в Дубне в лаборатории Флерова в количестве нескольких десятков атомов.

§ 63. β^--распад. Нейтрино

Протонно-нейтронная модель ядра может быть принята лишь в том случае, если в рамках этой модели удастся объяснить явление β^--распада. Как меняется состав ядра при β^--распаде?

Рассмотрим β^--распад каких-либо ядер, например трития H_1^3 и углерода C_6^{14}:



$$\left.\begin{aligned} H_1^3 &\to He_2^3 + e_{-1}^0, \\ C_6^{14} &\to N_7^{14} + e_{-1}^0. \end{aligned}\right\} \qquad (63.1)$$

Ядро H_1^3 до распада содержало два нейтрона и протон. Образовавшееся при распаде ядро He_2^3 содержит нейтрон и два протона. Ядро C_6^{14} содержало 8 нейтронов и 6 протонов, а образовавшееся после распада ядро N_7^{14} содержит 7 нейтронов и 7 протонов. Следовательно, при β^--распаде в ядре происходит превращение нейтрона в протон и электрон. Протон остается в ядре, а электрон выбрасывается из него. Правильность этого заключения подтверждается наблюдением над свободными нейтронами. Оказалось, что свободные нейтроны β^--радиоактивны, с периодом полураспада $(11{,}4 \pm 0{,}3)$ *мин*. Превращение свободного нейтрона возможно потому, что масса покоя нейтрона $m_{0n} = 1{,}008982$ *ае* превышает массу покоя протона $m_{0p} = 1{,}007593$ *ае* на 2,53 массы покоя электрона $m_{0e} = 5{,}48763 \cdot 10^{-4}$ *ае*. Казалось бы, что при распаде свободного нейтрона электрон должен был приобрести кинетическую энергию, отвечающую разности масс нейтрона и получившихся частиц:

$$m_{0n} - (m_{0p} + m_{0e}) = 1{,}53 m_{0e}. \qquad (63.2)$$

Эта энергия ε равна

$$\varepsilon = 1{,}53 m_{0e} c^2 = 0{,}782 \ \textit{Мэв}. \qquad (63.3)$$

В действительности же такой энергией обладают лишь наиболее быстрые из электронов, возникающих при β^--распаде свободных нейтронов. Это верхняя граница их непрерывного спектра.

В § 57 уже отмечалось, что при β^--распаде сложных ядер электроны, выбрасываемые из ядер, также имеют непрерывный спектр энергий ε_β — от нуля до некоторого верхнего предела:

$$0 \leqslant \varepsilon_\beta \leqslant \varepsilon_{\beta,\ \text{макс}}. \qquad (63.4)$$

Точное исследование масс исходных и конечных ядер показывает, что *теряемая при β^--распаде энергия всегда одинакова и отвечает наибольшей уносимой электроном энергии* $\varepsilon_{\beta,\text{макс}}$. Однако в общем числе β^--электронов таких частиц очень немного: это видно из рис. 3.16, на котором изображен примерный энергетический спектр β^--частиц ($\eta(\varepsilon) d\varepsilon = dn$ дает число электронов в интервале энергий $d\varepsilon$).

Таким образом, энергия превращающихся ядер уменьшается всегда на одну и ту же величину $\Delta\varepsilon$:

$$\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\beta,\text{ макс}}, \qquad (63.5)$$

в то время как энергия покидающих ядро β-частиц различна. Если с помощью функции $\eta(\varepsilon)$ вычислить среднюю энергию β-электронов, то окажется, что она лишь немного превышает четвертую часть от максимальной. Так, например, один из β^--радиоактивных изотопов семейства урана RaE (согласно общей классификации Bi^{210}_{83}) дает β^--частицы со спектром, в котором верхняя граница отвечает энергии $\varepsilon_{\beta,\text{макс}}=1{,}2$ *Мэв*, а средняя энергия $\bar{\varepsilon}_\beta=0{,}34$ *Мэв*.

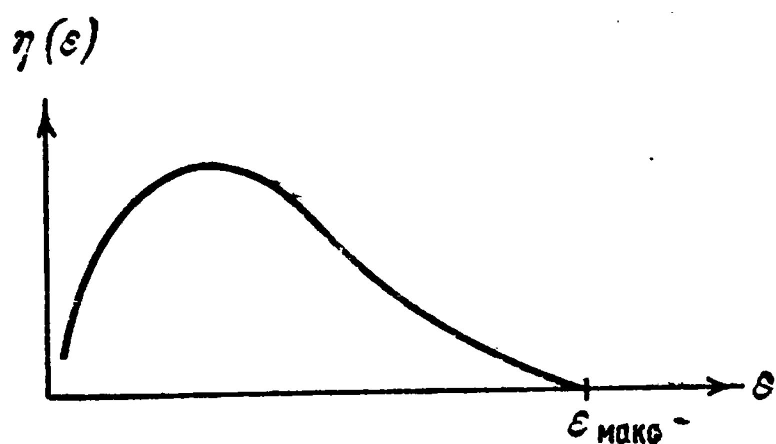


Рис. 3.16.

Было высказано предположение, что β-частицы, вылетающие из ядер, обладают одинаковой энергией $\varepsilon_{\beta,\text{макс}}$, но затем в результате взаимодействия с электронами атомной оболочки и других возможных потерь их спектр приобретает указанный на рис. 3.16 вид. Решить этот вопрос можно с помощью достаточно точных калориметрических опытов: энергия, потерянная β-частицей, не исчезает из калориметра и наравне с прочими видами выделяющейся в нем энергии приводит в конечном счете к повышению температуры. Результаты наиболее тщательных калориметрических опытов показали, что средняя энергия, выделяемая на одну β-частицу RaE, составляет $0{,}33\pm0{,}020$ *Мэв*, что совпадает с величиной $\bar{\varepsilon}_\beta$, полученной из анализа спектра электронов.

Еще в начале развития квантовой физики Н. Бор попытался поставить под сомнение закон сохранения энергии в микромире. Для преодоления ряда первоначальных затруднений в теории строения атома Бор предположил, что закон сохранения энергии носит чисто статистический характер и выполняется лишь в среднем для большого числа элементарных актов. В каждом же элементарном акте возможны отклонения от этого процесса как в одну, так и в другую сторону — возникновение и бесследное исчезновение энергии.

Это предположение было опровергнуто дальнейшим развитием квантовой механики. Из волнового уравнения Шредингера (47.21) следует, что в стационарном состоянии любая квантовая система имеет вполне определенное постоянное значение энергии E. Прямые опыты по наблюдению элементарных актов взаимодействия электронов и фотонов с атомами подтвердили соблюдение закона сохранения энергии в каждом элементарном акте.

После изучения энергетических спектров β-распада, затруднения с пониманием которых описаны выше, Бор вновь попытался выдвинуть идею о несохранении энергии, на этот раз для элементарных внутриядерных процессов. Но и в этом случае такая попытка не оправдалась. Решение загадки β-распада было найдено В. Паули.

Паули предположил, что кроме электрона при β-распаде вылетает еще одна частица, не обладающая зарядом и с весьма малой массой. Эта частица была названа нейтрино.

Теоретически существование нейтрино подтверждается еще одним обстоятельством. Все три частицы — нейтрон, протон и электрон — обладают одинаковыми по величине спиновыми моментами, равными $\frac{\hbar}{2}$. При превращении нейтрона со спином $\frac{\hbar}{2}$ в две частицы — протон и электрон — суммарный момент последних может равняться либо $\hbar$ (если их спины параллельны), либо нулю (если они антипараллельны). Для того чтобы выполнялся закон сохранения момента количества движения, должна обязательно возникать еще третья частица со спином $\frac{\hbar}{2}$, которой и является нейтрино.

Нейтрино весьма слабо взаимодействует с веществом, т. е. обладает огромной проникающей способностью, и потребовалось много усилий, прежде чем существование нейтрино было доказано экспериментально. Обозначая нейтрино ν_0^0 (массовое число и заряд равны нулю), следует схему превращения нейтрона записать окончательно в виде

$$n_0^1 \to p_1^1 + e_{-1}^0 + \tilde{\nu}_0^0. \qquad (63.6)$$

В настоящее время принято именовать частицу, образующуюся при распаде нейтрона,— антинейтрино, что и отмечается значком «тильда» над индексом частицы. О различии между частицей и античастицей будет сказано ниже, в § 72.

При β^--распаде выделяющаяся энергия $\varepsilon_{\beta,\text{макс}}$ делится в различной пропорции между порождаемыми в момент превращения электроном и антинейтрино.

При рассмотрении уравнения ядерной реакции (63.6) возникает вопрос, не означает ли эта реакция простого деления нейтрона на три составные части? Или же нейтрон является такой же микрочастицей, как и протон, а электрон и антинейтрино представляют собой новые частицы, не существовавшие «внутри» нейтрона и родившиеся за счет изменения массы в процессе превращения $n \to p$?

Не вдаваясь в общую проблему элементарных частиц (см. гл. XIX), отметим, что с обеими возможностями мы уже встречались в ч. II и III настоящего курса.

При переходе электрона в атоме с более высокого энергетического уровня на низший испускается фотон с энергией

$$h\nu_{k,\,n} = E_n - E_k \tag{63.7}$$

и соответствующей массой. Значит ли это, что такой фотон существовал внутри возбужденного атома? Помимо того, что фотон благодаря своим свойствам (равномерное и прямолинейное движение с единственной возможной скоростью c) не может быть ограничен в пределах атома, — против этой возможности говорят и другие факты. Переход электрона с уровня E_n на E_k может происходить не сразу, а через ряд промежуточных ступеней E_r, E_s, E_m, и при этом последовательно будут испускаться фотоны с энергией:

$$\left.\begin{aligned} h\nu_{r,\,n} &= E_n - E_r, \\ h\nu_{s,\,r} &= E_r - E_s, \\ h\nu_{m,\,s} &= E_s - E_m, \\ h\nu_{k,\,m} &= E_m - E_k. \end{aligned}\right\} \tag{63.8}$$

Сопоставляя (63.7) с (63.8), мы видим, что если трактовать эти процессы как распад атома на составные части, то надо предположить существование внутри атома как фотона $h\nu_{k,n}$, так и одновременно с этим и всех промежуточных фотонов $h\nu_{r,n}$, $h\nu_{s,r}$ и т. д., что бессмысленно. Таким образом, мы приходим к выводу, что при реакции типа (63.7) происходит порождение новой материальной частицы — фотона, ранее внутри атома не существовавшей. Энергия, масса, собственный момент импульса этой частицы равны соответственной убыли энергии, массы и момента импульса испускающего ее атома. Новая частица возникает в процессе, в котором, как и в любом другом, все законы сохранения соблюдаются. То же имеет место и при превращении (63.6). В пользу этого утверждения говорит ряд факторов.

Во-первых, было установлено аналогичное (63.6) превращение протона в нейтрон по реакции

$$p_1^1 \rightarrow n_0^1 + e_{+1}^0 + \nu_0^0, \tag{63.9}$$

где через e_{+1}^0 обозначен позитрон — частица с массой покоя, равной массе покоя электрона, таким же спином $\frac{\hbar}{2}$, несущая такой же по величине, но противоположный по знаку (положительный) электрический заряд $+e$. В отличие от (63.6) позитрону здесь сопутствует нейтрино, а не антинейтрино. Так как масса покоя протона меньше массы покоя нейтрона (и, тем более, суммы

масс нейтрона, позитрона и нейтрино), то такой процесс возможен лишь, если исходный протон обладает достаточной избыточной энергией, обусловленной взаимодействием с другими частицами, например в атомных ядрах. Получающийся нейтрон остается внутри ядра, а родившиеся позитрон и нейтрино выбрасываются наружу. Такой процесс, открытый Жолио-Кюри в 1935 г., носит название позитронного или β^+-распада и по своим закономерностям аналогичен β^--распаду радиоактивных ядер. В отличие от закона смещения (58.2), при позитронном распаде заряд ядра уменьшается на единицу и дочерний элемент смещается влево на одну клетку по таблице Менделеева.

Наконец, известно превращение

$$p_1^1 + e_{-1}^0 \rightarrow n_0^1 + \nu_0^0. \qquad (63.10)$$

При этом превращении ядро захватывает один из электронов своей оболочки и выбрасывает нейтрино. Один из протонов ядра превращается в нейтрон, заряд ядра убывает на единицу и оно смещается влево так же, как и при позитронном распаде. Процесс носит название *e*-захвата (раньше он назывался *K*-захватом; первые наблюдавшиеся захваты происходили в атомах, где, как правило, захватывается электрон из ближайшей к ядру *K*-оболочки). Вылет нейтрино обнаруживается по отдаче, которую испытывает превратившееся ядро.

Сравнивая (63.6), (63.9) и (63.10), видим, что *каждый из этих процессов нельзя объяснить делением системы на составные части*, не вступая при этом в противоречие с фактом существования других превращений. Эти процессы представляют собой превращение микрочастиц в прямом смысле этого слова. И хотя большинство из этих микрочастиц заведомо не являются простейшими *), толковать эти превращения как распад на части обычной системы (например, как распад атома водорода на протон и электрон) — нельзя. Электрон, позитрон и нейтрино не содержатся в протоне или нейтроне, а порождаются при взаимном превращении последних. Микрочастица как структура существенно отличается от обычной системы (см. § 72, стр. 469, и § 74).

Близость масс нейтрона и протона и наличие взаимных превращений $p \rightleftarrows n$ с испусканием и поглощением различных легких частиц дает возможность формально трактовать нейтрон и протон не как различные частицы, но как два квантовых состояния одной и той же ядерной частицы или нуклона. Массовое число и спиновый механический момент по величине одинаковы в обоих состояниях, а электрический заряд может принимать значения $Z=1$ (протон) и $Z=0$ (нейтрон).

---

*) «Элементарными» в том смысле, как это понималось еще совсем недавно, — «первичными».

§ 64. Ядерные силы. Дефект массы. Модели ядра

Ядро X_Z^A состоит из Z положительно заряженных протонов и $N=A-Z$ нейтронов. Близость масс нейтрона и протона и почти целочисленные атомные веса изотопов позволяют считать массу ядра в первом приближении пропорциональной массовому числу, т. е. числу нуклонов:

$$M \approx \overline{m}A, \qquad (64.1)$$

где $\overline{m} \approx 1{,}67 \cdot 10^{-24}$ *г* — средняя масса одного нуклона.

Изучение взаимодействия быстрых ядерных частиц позволило оценить размеры ядер. Эмпирическое значение радиуса ядра R:

$$R = 1{,}4 \cdot 10^{-13} A^{\frac{1}{3}} \text{ см}. \qquad (64.2)$$

Отсюда следует, что объем ядра пропорционален A — числу нуклонов, т. е. что плотность ядерного вещества примерно одна и та же для всех ядер. Для средней плотности имеем:

$$\rho_{\text{ядра}} \approx 145\,000\,000 \text{ т/см}^3. \qquad (64.3)$$

Можно считать, что нуклоны в ядре расположены практически вплотную друг к другу.

Какими же силами сдерживаются нуклоны в ядре и почему ядро не разлетается сразу же на составные части, несмотря на огромное взаимное электрическое отталкивание протонов, сближенных на расстояния порядка 10^{-13} *см*? Наблюдаемая на опыте устойчивость ядер означает, что, кроме электрических сил отталкивания, между ядерными частицами действуют еще силы притяжения. Это не могут быть силы ньютоновского притяжения, потенциальная энергия которых ничтожно мала и не превышает 10^{-20} *эв*. Следовательно, в случае атомных ядер мы сталкиваемся с новым, особым видом взаимодействия, с новыми силами. Это взаимодействие называется с и л ь н ы м, а отвечающие ему силы — я д е р н ы м и.

Полная теория ядерных сил не построена и до настоящего времени. Однако целый ряд их качественных и количественных характеристик в достаточной мере изучен:

1. Подобно тому как силы электрические обусловлены существованием материального электромагнитного поля, ядерные силы обусловлены существованием материального я д е р н о г о п о л я. Источниками электромагнитного поля являются любые частицы вещества — электроны, протоны и т. д., обладающие э л е к т р и ч е с к и м зарядом. Источниками ядерного поля являются нуклоны. Они обладают специфическим «ядерным зарядом», одинаковым по величине и знаку у всех нуклонов (нейтронов и протонов) независимо от того, обладает ли нуклон еще электрическим зарядом или нет.

Неэлектрическая природа ядерных сил приводит к их зарядовой независимости: ядерные силы между частицами не зависят от того, обладают ли частицы электрическим зарядом или нет. С помощью ядерных сил нейтрон с нейтроном, нейтрон с протоном и два протона взаимодействуют одинаково.

2. В отличие от уже рассматривавшихся сил — кулоновых и ньютоновых, которые убывают обратно пропорционально квадрату расстояния между точечными источниками (электрическими зарядами, массами),— ядерные силы убывают гораздо быстрее. Они весьма велики на расстояниях порядка расстояний между частицами в ядре, но на расстояниях, превышающих $3 \cdot 10^{-13}$ *см*, уже почти незаметны. Таким образом, в отличие от сил тяготения и электрических, ядерные силы являются короткодействующими.

3. Ядерные силы, в отличие от сил между точечными или сферическими электрическими зарядами, не являются центральными. Их нельзя представлять в виде сил, действующих от одного центра сил. Это связано с наличием спина взаимодействующих частиц.

4. Ядерные силы обладают свойством насыщения, аналогично химическим силам. Поясним это свойство следующим примером. Энергия взаимодействия системы электрических зарядов определяется суммой энергий взаимодействия каждой пары зарядов, входящих в систему. Энергия взаимодействия каждой взятой пары не зависит от того, имеются ли другие заряды или нет. Любой новый заряд, прибавленный к системе, будет взаимодействовать с каждым из старых зарядов по такому же закону, по какому происходило бы взаимодействие при отсутствии всех других зарядов,— электрические силы не обладают свойством насыщения. Атомы углерода и кислорода взаимодействуют. Но после того, как произошло соединение одного атома углерода и двух атомов кислорода, присоединение других атомов кислорода оказывается уже невозможным — химические силы достигли насыщения.

Наличие насыщения ядерных сил, правда не столь резко выраженного, следует из того, что энергия, которую необходимо затратить в среднем на одну частицу, для того чтобы разбить ядро на отдельные нуклоны, начиная от гелия и до самых тяжелых ядер, меняется в пределах, не превышающих 25%. Некоторое различие обусловливается действием электрических сил между протонами, величиной поверхности ядра и т. д.

Величина энергии связи нуклона в ядре может быть определена экспериментально, по так называемому дефекту массы: если бы протоны и нейтроны не взаимодействовали вовсе, масса ядра M_Z^A должна была бы равняться просто сумме масс всех

составляющих частиц:

$$M_0 = Zm_{0p} + (A - Z)\, m_{0n} = Am_{0n} - Z\,(m_{0n} - m_{0p}). \qquad (64.4)$$

Точные масс-спектроскопические измерения масс ядер (произведенные методом отклонения ионных пучков в магнитном поле; см. т. II, § 37), показали, что всегда $M_Z^A < M_0$. Дефект массы ядра

$$\Delta M = M_0 - M_Z^A > 0 \qquad (64.5)$$

показывает, что для полного расщепления ядра на составляющие его нуклоны нужно увеличить его массу на ΔM, а следовательно, и энергию на величину

$$\Delta E = \Delta M c^2. \qquad (64.6)$$

Эта величина ΔE измеряет энергию связи образовавшегося ядра. В момент соединения нуклонов в ядро эта энергия выделяется, например, в виде квантов излучения (унесших с собой и соответствующую массу ΔM).

По массам исходных и конечных продуктов ядерных реакций определяется баланс энергии этих реакций. В качестве примера приведем рассмотренные выше реакции: $Li_3^7 + H_1^1 \rightarrow 2He_2^4$ и $F_9^{19} + H_1^1 \rightarrow O_8^{16} + He_2^4$. Интересующие нас массы изотопов, участвующих в этих реакциях, составляют в *аем*: $M_{H_1^1} = 1{,}008145$; $M_{He_2^4} = 4{,}003876$; $M_{Li_3^7} = 7{,}018239$; $M_{O_8^{16}} = 16{,}000000$; $M_{F_9^{19}} = 19{,}004444$. Для первой реакции имеем:

$$M_{Li_3^7} + M_{H_1^1} = 7{,}018239 + 1{,}008145 = 8{,}026384; \quad 2M_{He_2^4} = 8{,}007752.$$

Следовательно, убыль масс покоя в результате реакции составляет:

$$\Delta M = 8{,}026384 - 8{,}007752 = 0{,}018632,$$

что отвечает выделению энергии

$$\Delta E = \Delta M c^2 = 17{,}33 \text{ Мэв}$$

в хорошем соответствии с опытом. Читатель легко найдет для второй реакции

$$\Delta M = 0{,}008713 \text{ аем} \quad \text{и} \quad \Delta E = \Delta M c^2 = 8{,}11 \text{ Мэв}.$$

Такое определение баланса энергии реакций по массам является, конечно, наиболее точным.

На рис. 3.17 изображена экспериментальная кривая удельной энергии связи $\frac{\Delta E}{A}$ в *Мэв* на нуклон для всех основных изотопов. Для дейтерия $\frac{\Delta E}{A} = \frac{2{,}18}{2} = 1{,}09$ *Мэв/нуклон*, т. е. сравнительно

невелика. Для гелия $\frac{\Delta E}{A}=\frac{28}{4}=7$ *Мэв/нуклон*, и далее по всей таблице Менделеева до $A=250$ удельная энергия связи меняется сравнительно мало в пределах от 7,5 до 8,5 *Мэв/нуклон*. Это примерное постоянство средней энергии связи на нуклон является показателем того, что ядерные силы обладают малым радиусом действия, так что энергия связи каждой частицы определяется лишь ее взаимодействием с соседними частицами, но не со всеми частицами ядра.

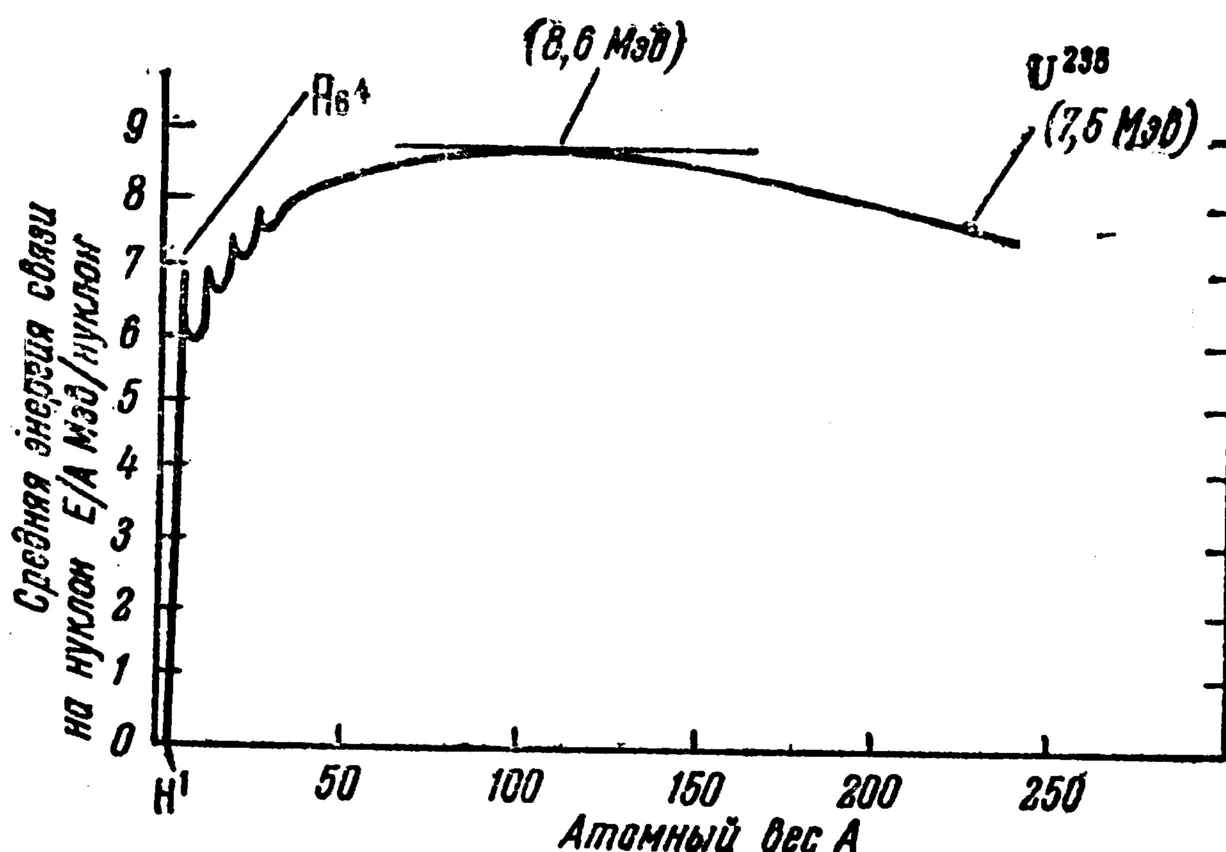


Рис. 3.17.

Из рис. 3.17 видно, что кривая удельной энергии связи

$$\frac{\Delta E}{A}=f(A,\ Z). \qquad (64.7)$$

имеет отдельные небольшие пики и провалы для определенных изотопов и систематический ход с максимумом в области середины таблицы Менделеева при $A\sim 50$—100. Наличие максимума указывает на то, что средние элементы таблицы Менделеева обладают наибольшей энергией связи и являются наиболее устойчивыми.

Снижение удельной энергии связи к концу таблицы обусловлено кулоновским отталкиванием большого количества протонов в ядре.

Малый радиус действия ядерных сил и примерное постоянство средней энергии связи, приходящейся на одну частицу, использованы Я. И. Френкелем в модели ядер, содержащих большое число нуклонов. Эта модель ядра, получившая название к а п е л ь н о й, развивалась далее Н. Бором и др.

Как указывает Френкель, малый радиус действия ядерных сил, подобный малому радиусу действия сил межмолекулярных, позво-

ляет уподобить ядро капельке жидкости. Наличие протонов делает эту капельку наэлектризованной.

Исходя из этих соображений, можно получить общий вид формулы для массы ядра M_Z^A с данными A и Z, правда, с несколькими неопределенными коэффициентами, значения которых можно установить эмпирически, воспользовавшись точными измерениями масс нескольких атомов.

Первое и основное слагаемое в выражении для массы ядра есть M_0, согласно (64.4). Следующий член учитывает отрицательную энергию связи, составляющую в среднем $-a_0$ на частицу, а для всего ядра дающую $-a_0 A$. Положительная энергия кулоновского взаимодействия пропорциональна квадрату заряда ядра Z^2 и обратно пропорциональна его радиусу, т. е. $A^{\frac{1}{3}}$. Следовательно, обусловленная зарядом ядра добавка к его массе имеет вид $a_1 \frac{Z^2}{A^{1/3}}$. Следующая добавка к массе учитывает, что энергия связи нуклонов, расположенных на поверхности ядра, меньше, чем у внутренних нуклонов, так как у них меньше соседей, с которыми они взаимодействуют. Другими словами, полная энергия нуклонов поверхности ядра больше, чем у внутренних нуклонов (энергия связи отрицательна!). Именно эта избыточная энергия свободной поверхности приводит к стремлению ядра-капли принять сферическую форму, при которой его поверхность была бы (при данном объеме) минимальна. Стало быть, картина вполне подобна той, которая имеет место и в капле жидкости (т. I, § 43),— поверхность ядра стягивается силами поверхностного натяжения, величина которых $\sim 10^{10}$ *Т/см* $= 10^{16}$ *н/м*. Обусловленная наличием свободной поверхности добавка к массе пропорциональна поверхности ядра $S \sim R^2 = A^{\frac{2}{3}}$. Стало быть, соответствующая добавка к массе должна иметь вид $a_2 A^{\frac{2}{3}}$.

Таким образом, в следующем, по сравнению с (64.4), приближении зависимость массы ядра от A и Z должна выражаться формулой

$$M_Z^A = Z m_{0p} + (A - Z) m_{0n} - a_0 A + a_1 \frac{Z^2}{A^{1/3}} + a_2 A^{2/3} + \text{доп. чл.} \quad (64.8)$$

Небольшие дополнительные слагаемые в (64.8) обусловлены наличием спинов нейтрона и протона и некоторыми другими особенностями, на которых мы здесь не будем останавливаться.

Ядра способны поглощать γ-лучи, переходя при этом в возбужденные состояния, и испускать затем излучение, возвращаясь в нормальное состояние. При большой энергии возбуждения в

последняя распределяется между нуклонами и можно ввести понятие о «температуре» ядра по обычному соотношению

$$\frac{\varepsilon}{A}=\frac{3}{2}kT. \qquad (64.9)$$

Величина $\varepsilon \sim 10$ *Мэв* отвечает «температуре» ядра $\sim 10^9$ градусов. При такой высокой температуре возможно «испарение» из ядра одной или нескольких частиц (нейтрон, протон, α-частица). Такое испарение частиц наблюдается также из возбужденных — «нагретых» — ядер, продуктов деления тяжелых ядер, расщепляемых быстрыми частицами или нейтронами.

Кроме внутренних движений нуклонов, возможны и коллективные движения частиц ядра — движение отдельных частей капли друг относительно друга, приводящие к деформациям ядра. Эти деформации объясняют возможность деления ядра-капли, открытую впоследствии (см. § 66).

Развитием капельной модели является **обобщенная модель ядра**. Если в капельной модели состояния отдельных частиц не вводятся, ядро рассматривается как единое целое, то в обобщенной модели рассматриваются и состояния отдельных нуклонов. Обобщенная модель позволила объяснить несферическую форму некоторых (невозбужденных) ядер, выяснить ряд деталей механизма распада и деления ядер.

Из других моделей упомянем лишь весьма важную **модель ядерных оболочек**, развитую в работах Марии Гепперт-Мейер и др. Согласно этой модели, нейтроны и протоны образуют в ядре ряд оболочек, наподобие электронных оболочек атома. Анализ этой модели затрудняется тем, что электроны атома движутся в известном (и простом) кулоновском поле ядра, а у нуклонов такого общего центра сил нет. Вследствие малого радиуса ядерных сил нуклоны практически взаимодействуют лишь с соседними частицами.

На существование оболочек в ядре, которые, будучи заполнены, обладают особой устойчивостью (наподобие заполненных электронных оболочек), указывает ряд фактов. Опыт показал, что ядра, у которых число нейтронов или протонов (или тех и других одновременно) равно

$$2,\ 8,\ 20,\ 28,\ 50,\ 82,\ 126, \qquad (64.10)$$

обладают особенно большой устойчивостью. Эти числа получили шуточное, но затем оставшееся за ними название «**магических**».

Ядро гелия He_2^4 содержит магическое число протонов и нейтронов $Z=N=2$. Его особая устойчивость видна хотя бы из того, что это единственная составная частица, выбрасываемая из тяжелых

ядер при их радиоактивном распаде. Дважды магическим является также ядро O_8^{16} с $N=Z=8$. Олово Sn_{50}, имея магическое число протонов $Z=50$, содержит наибольшее количество стабильных изотопов — десять (включая радиоактивные,— двадцать).

Изотопы, содержащие магическое число нейтронов, содержатся в ряде соседних элементов и в относительно большом количестве. Например, Xe_{54}^{124} имеет число нейтронов $N=82$. С тем же числом нейтронов имеются изотопы: Cs_{55}^{137}, Ba_{56}^{138}, La_{57}^{139}, Ce_{58}^{140}, Pr_{59}^{141}, Nd_{60}^{142} и Sm_{62}^{144}! Самое тяжелое из устойчивых ядер — свинец Pb_{82}^{208} — дважды магическое: $Z=82$, $N=126$. Все более тяжелые ядра уже радиоактивны, т. е. неустойчивы. Существующие приближенные методы расчета позволили получить теоретические значения магических чисел (64.10).

§ 65. Устойчивость ядер. Искусственная радиоактивность

Получаемое с помощью капельной модели выражение для массы атомных ядер позволяет ответить на вопрос о причинах неустойчивости ядер и путях их радиоактивных превращений. Тем самым решается и вопрос о возможности получения искусственных радиоактивных элементов.

При любых ядерных превращениях число нуклонов остается неизменным. Направленность возможных процессов определяется балансом энергии. Любая система устойчива, если ее энергия минимальна. Избыток энергии означает возбуждение, и система будет стремиться перейти в состояние с наименьшей возможной энергией. При сохранении общего числа нуклонов такой переход может происходить спонтанно (самопроизвольно) так, как, например, происходит переход возбужденного атома в нормальное состояние с излучением. Критерием запаса энергии в ядре является его масса покоя.

Радиоактивное превращение возможно, если масса покоя исходного ядра превышает сумму масс покоя продуктов превращения.

Например, α-распад возможен, если

$$M_Z^A-(M_{Z-2}^{A-4}+M_2^4)=\Delta M>0. \tag{65.1}$$

Реализация превращения обусловлена механизмом туннельного эффекта и требует некоторого времени. Разность масс ΔM не исчезает. Продукты деления обладают кинетической энергией

$$E=\Delta Mc^2 \tag{65.2}$$

и соответствующей дополнительной массой (релятивистский закон сохранения массы — энергии, см. § 29).

В силу того, что ядерные силы являются короткодействующими, т. е. сказываются лишь между соседними нуклонами, а электрические силы между протонами действуют на любых расстояниях, относительная роль положительной электрической энергии взаимодействия между протонами возрастает с увеличением частиц в ядре. Поэтому с ростом A относительное число протонов убывает, а нейтронов возрастает.

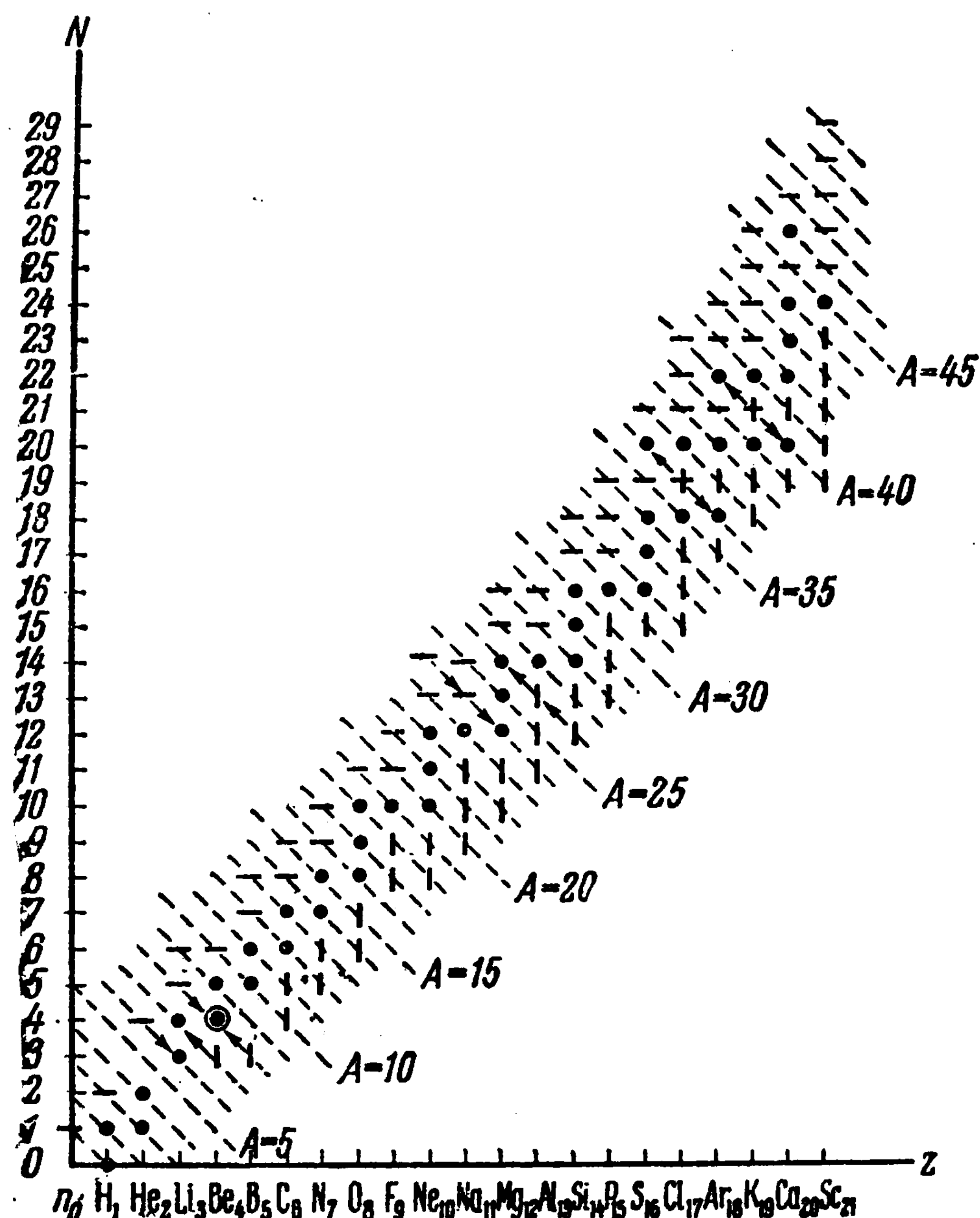


Рис. 3.18.

Если в легких ядрах число нейтронов в среднем составляет 50%, то в самых тяжелых оно достигает 62%. На рис. 3.18 по оси абсцисс отложено число протонов в ядре (порядковый номер), а на оси ординат — число нейтронов. Устойчивые ядра отмечены точками, β^--активные — горизонтальными черточками, а β^+- или e-захватные—вертикальными черточками. При β^--, β^+- и e-захватах $A=N+Z$ не меняются. Такие превращения на графике отвечают перемещению по изобарным линиям, показанным пунктиром. Стрелками показаны некоторые из них, например: $He_2^6 \to Li_3^6 + \beta^- + \tilde{\nu}$, $Be_4^7 \to Li_3^7 + \nu$ (e-захват), $Li_3^8 \to Be_4^8 + \beta^- + \tilde{\nu}$, $B_5^8 \to Be_4^8 + \beta^+ + \nu$. Теоретически значения устойчивых изобаров можно получить

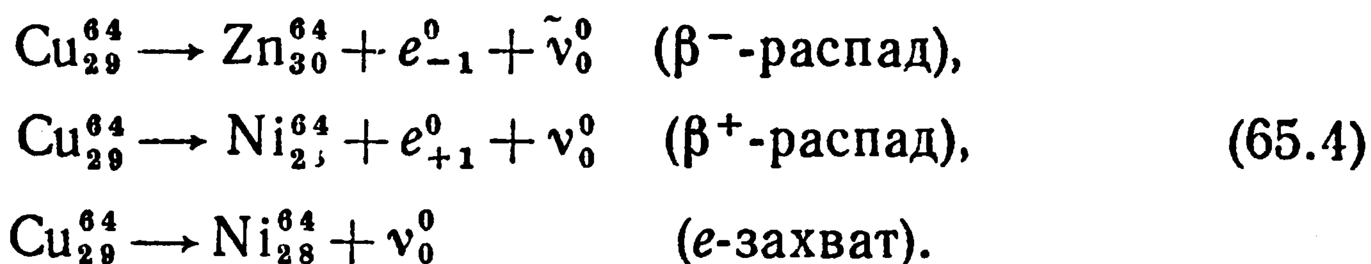
с помощью формулы (64.8), если определить значение Z, при котором M_Z^A (при данном A) оказывается наименьшим. Вычисление, учитывающее все дополнительные слагаемые в (63.8), дает:

$$Z_{\text{уст}} = \frac{A}{1{,}98 + 0{,}015A^{2/3}}. \tag{65.3}$$

Поскольку Z не может быть дробным, следует взять ближайшее к (65.3) целое число.

Ядра, которые (при данном A) обладают $Z < Z_{\text{уст}}$ (т. е. избытком нейтронов), неустойчивы и будут превращаться в устойчивые с помощью β^--распада до тех пор, пока Z не примет значения $Z_{\text{уст}}$. Сильно пересыщенные нейтронами ядра могут испытывать несколько β^--превращений подряд. Например, на рис. 3.18 показан Ne_{10}^{24}, превращающийся последовательно в Na_{11}^{24} и Mg_{12}^{24}. При пересыщении ядер протонами ($Z > Z_{\text{уст}}$) получаются ядра β^+-радиоактивные или претерпевающие e-захват. См., например, Si_{14}^{26}, превращающийся после двух β^+-распадов в Mg_{12}^{26}.

Так как Z может принимать только целочисленные значения и изменяться на единицу при каждом превращении, то применение формулы (65.3), полученной дифференцированием, нуждается в некоторых оговорках. Ядра с нечетным A обладают только одним устойчивым изобаром в соответствии с (65.3). В случае четного A возможны и несколько относительно устойчивых изобаров. Рассмотрим это на конкретном примере изобара с массовым числом 64. Из трех изобаров с $A = 64$: никеля Ni_{28}^{64}, меди Cu_{29}^{64} и цинка Zn_{30}^{64}— первый и третий устойчивы, а Cu_{29}^{64} неустойчив. Ядра Cu_{29}^{64} испытывают частично β^--распад, превращаясь в ядра Zn_{30}^{64}, частично β^+-распад, частично совершая e-захват, обращаясь в обоих последних случаях в Ni_{28}^{64}:



$$\begin{aligned} &Cu_{29}^{64} \to Zn_{30}^{64} + e_{-1}^{0} + \tilde{\nu}_0^0 && (\beta^-\text{-распад}),\\ &Cu_{29}^{64} \to Ni_{28}^{64} + e_{+1}^{0} + \nu_0^0 && (\beta^+\text{-распад}),\\ &Cu_{29}^{64} \to Ni_{28}^{64} + \nu_0^0 && (e\text{-захват}). \end{aligned} \tag{65.4}$$

Объяснение состоит в том, что ядра Zn_{30}^{64} содержат четное число протонов ($Z = 30$) и нейтронов ($N = 34$), ядра никеля также ($Z = 28$, $N = 36$). В обоих ядрах спины всех нейтронов и протонов спарены. У меди же Cu_{29}^{64} число протонов нечетное ($Z = 29$) и нейтронов также ($N = 35$). Наличие неспаренных спинов, так же как и в случае электронов атомной оболочки (см. § 54), приводит к некоторому повышению энергии и изобар меди Cu_{29}^{64} оказывается тяжелее, чем Zn_{30}^{64}

и Ni_{28}^{64}. Любое из указанных превращений оказывается выгодным и действительно реализуется.

Второе любопытное обстоятельство, вытекающее из этого примера, состоит в том, что Ni_{28}^{64} вполне устойчив, хотя вычисление по формуле (65.3) и опыт показывают, что его масса больше, чем у Zn_{30}^{64}. Объясняется это тем, что Ni_{28}^{64}, для того чтобы превратиться в Zn_{30}^{64}, должен был бы испытать два β^--распада подряд:



$$Ni_{28}^{64} \rightarrow Cu_{29}^{64} + e_{-1}^{0} + \tilde{\nu}_0^0; \quad Cu_{29}^{64} \rightarrow Zn_{30}^{64} + e_{-1}^{0} + \tilde{\nu}_0^0.$$

Но первое из этих превращений исключается в силу того, что Ni_{28}^{64} обладает массой меньшей, чем Cu_{29}^{64}. Таким образом, при **четном** массовом числе ядра имеют место следующие особенности:

1. Устойчивыми являются обладающие наименьшей массой ядра с **четным** числом протонов и нейтронов.

2. Возможны два и даже три устойчивых изобара (например, Sn_{50}^{124}, Te_{52}^{124}, и Xe_{54}^{124}).

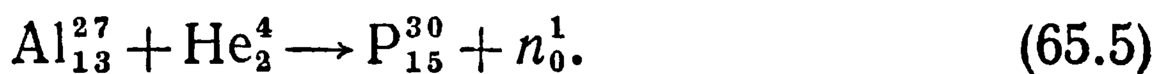
3. Нечетные изобары, находящиеся между такими устойчивыми, могут иногда испытывать **различные** превращения: β^--, β^+-распады или e-захват, превращаясь в устойчивое ядро, лежащее в таблице Менделеева слева или справа от них.

На рис. 3.18 попали два таких случая для изобаров с $A=36$ и $A=40$. Распадающиеся частично по β^-, частично по β^+ ядра Cl_{17}^{36} и K_{19}^{40} отмечены крестами (горизонтальной и вертикальной черточками, отмечающими β^-- и β^+- распады).

Имеется лишь несколько самых легких ядер, дающих исключение из первого правила: H_1^2, Li_3^6 , B_5^{10}, N_7^{14}; хотя к легким ядрам капельная модель неприменима, даже эти исключения можно объяснить, но мы не будем на этом здесь останавливаться.

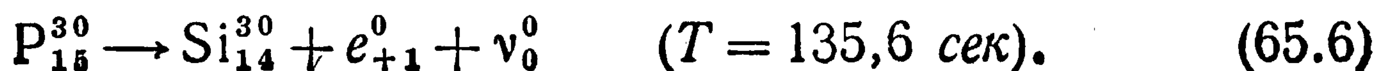
Из сказанного ясно, каким путем можно добиться получения искусственной радиоактивности нужного типа: обогащая ядра лишними протонами, получают, как правило, неустойчивые β^+-радиоактивные ядра; обогащение нейтронами (что легче, при наличии нейтронов) дает возможность получить β^--радиоактивность.

Искусственная радиоактивность была открыта Фредериком и Ирэн Жолио-Кюри в 1934 г. Облучая алюминий α-частицами, они получили β^+-радиоактивный фосфор (и нейтрон):



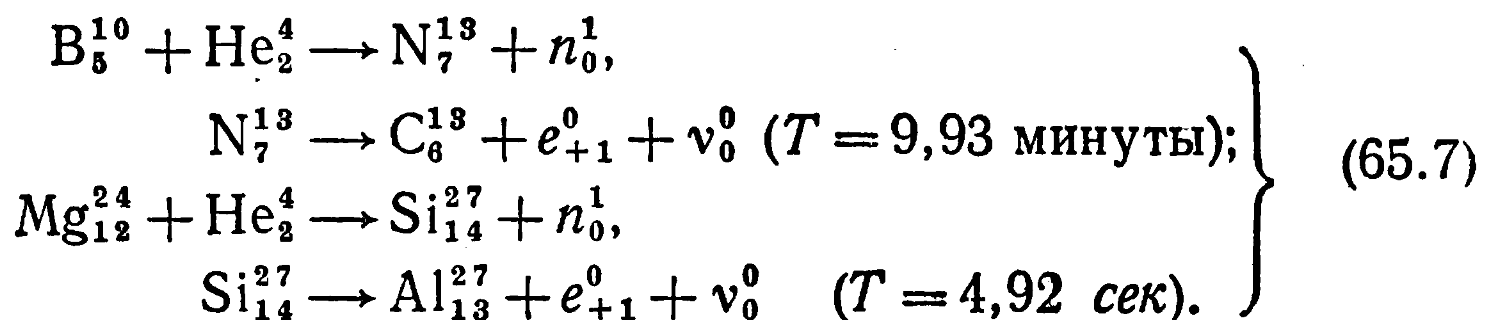
$$Al_{13}^{27} + He_2^4 \rightarrow P_{15}^{30} + n_0^1. \quad (65.5)$$

Этот изотоп фосфора испытывает позитронный распад, превращаясь в кремний:



$$P_{15}^{30} \rightarrow Si_{14}^{30} + e_{+1}^{0} + \nu_0^0 \quad (T = 135{,}6\ \textit{сек}). \quad (65.6)$$

Аналогичным путем Жолио-Кюри получили из бора радиоактивный азот и из магния — радиоактивный кремний:



$$\left.\begin{aligned} &B_5^{10} + He_2^4 \to N_7^{13} + n_0^1, \\ &\qquad N_7^{13} \to C_6^{13} + e_{+1}^0 + \nu_0^0 \quad (T = 9{,}93 \text{ минуты}); \\ &Mg_{12}^{24} + He_2^4 \to Si_{14}^{27} + n_0^1, \\ &\qquad Si_{14}^{27} \to Al_{13}^{27} + e_{+1}^0 + \nu_0^0 \quad (T = 4{,}92 \textit{ сек}). \end{aligned}\right\} \qquad (65.7)$$

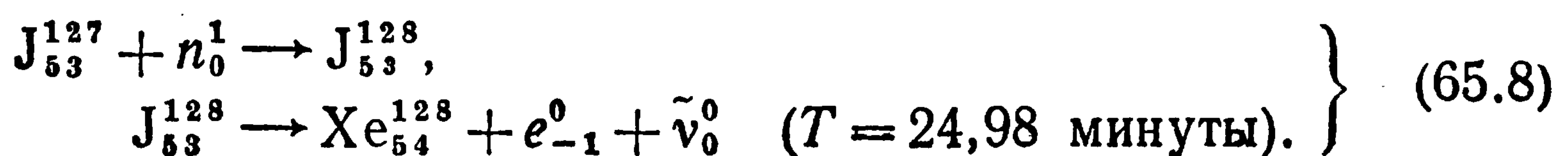
Открытие Жолио-Кюри имело тем большее значение, что до него были вообще неизвестны легкие радиоактивные элементы и был неизвестен позитронный радиоактивный распад.

Причина того, что все естественные тяжелые радиоактивные ядра дают, как правило, только β^--радиоактивные элементы и почти никогда не дают β^+-радиоактивных, состоит в следующем. В тяжелых ядрах процентное содержание нейтронов (60—62%) выше, чем в легких. При радиоактивных превращениях всех четырех радиоактивных семейств массовые числа ядер убывают только в результате α-распада. Получающиеся более легкие ядра были бы устойчивы (в смысле β-превращений), если бы процентное содержание нейтронов в них уменьшалось. В действительности же тяжелое ядро, теряя α-частицу (2 нейтрона и 2 протона), у в е л и ч и в а е т процентное содержание нейтронов (читатель легко убедится в этом на любом примере, например $U_{92}^{238} \to Th_{90}^{234} + He_4^2$ — процентное содержание нейтронов в получившемся тории выше, чем в исходном уране). Но при избытке нейтронов возникает только β^--радиоактивность, что и имеет место в действительности.

Нейтроны не отталкиваются от ядер, а на малых расстояниях притягиваются. Для нейтронов любое ядро — это потенциальная яма, не огражденная потенциальным барьером. Поэтому нейтроны весьма пригодны для получения новых тяжелых изотопов, которые будут β^--радиоактивны (см. ниже, пример 1). Как показал опыт, поглощение нейтрона может приводить к различным превращениям, продукты которых в некоторых случаях оказываются радиоактивными (см. примеры 2 и 3).

Приведем некоторые примеры.

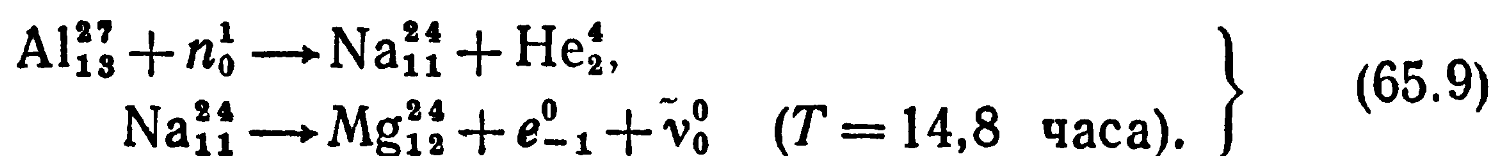
1. Захват нейтрона ядром с получением β^--радиоактивного изотопа:



$$\left.\begin{aligned} &J_{53}^{127} + n_0^1 \to J_{53}^{128}, \\ &\qquad J_{53}^{128} \to Xe_{54}^{128} + e_{-1}^0 + \tilde{\nu}_0^0 \quad (T = 24{,}98 \text{ минуты}). \end{aligned}\right\} \qquad (65.8)$$

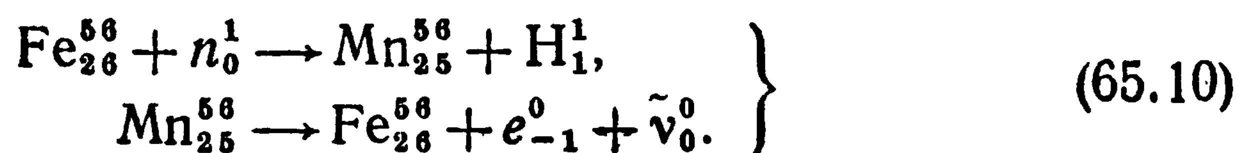
Ксенон с $A = 128$ стабилен.

2. Захват нейтрона сопровождается вылетом α-частицы. Образуется β^--радиоактивный изотоп:



$$\left.\begin{aligned} Al_{13}^{27}+n_0^1 &\rightarrow Na_{11}^{24}+He_2^4, \\ Na_{11}^{24} &\rightarrow Mg_{12}^{24}+e_{-1}^0+\tilde{\nu}_0^0 \quad (T=14{,}8 \text{ часа}). \end{aligned}\right\} \tag{65.9}$$

3. Ядро, поглощая нейтрон, выбрасывает протон, превращаясь в β^--радиоактивный изотоп:



$$\left.\begin{aligned} Fe_{26}^{56}+n_0^1 &\rightarrow Mn_{25}^{56}+H_1^1, \\ Mn_{25}^{56} &\rightarrow Fe_{26}^{56}+e_{-1}^0+\tilde{\nu}_0^0. \end{aligned}\right\} \tag{65.10}$$

ГЛАВА XVIII

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЯДЕРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

§ 66. Цепная реакция деления ядер

При превращении атомных ядер энергия связи, приходящаяся в среднем на один нуклон, меняется. Это означает, что превращение атомных ядер может быть использовано для получения энергии.

Для того чтобы судить о том, какие ядерные реакции пригодны для этих целей, обратимся к графику дефектов масс на один нуклон (рис. 3.17). График показывает, что в принципе возможно добывать атомную энергию за счет двух типов превращений атомных ядер:

1. Энергия выделяется при синтезе ядер из более легких, если возникающие ядра обладают $A<60$. Так, при соединении двух дейтонов (с дефектом массы на 1 нуклон ~ 1 *Мэв*) в ядро гелия (дефект массы на 1 нуклон ~ 7 *Мэв*) должна выделиться энергия

$$4(7-1) \approx 24 \text{ Мэв}. \qquad (66.1)$$

2. Энергия выделяется при делении тяжелых ядер. Так, при делении ядра U^{238}_{92} на две равные доли получаются ядра с массовыми числами $A \sim 119$. Выделяющаяся при этом энергия составит примерно

$$238(8{,}5-7{,}5) \approx 240 \text{ Мэв}. \qquad (66.2)$$

Рассмотрим условия, необходимые для осуществления реакций деления ядер.

Наличие в системе запаса энергии (которая может быть отдана при соответствующем превращении системы) само по себе не означает абсолютной неустойчивости системы. Так, ружейный патрон обладает запасом энергии, которая отдается при выстреле, однако он может находиться в равновесии сколь угодно долго. Чтобы произвести выстрел, необходимо произвести работу, нарушающую это равновесие (удар бойка о капсюль). Ситуация с тяжелым ядром аналогична. Оно претерпит деление, если нарушить его равновесие.

Минимальная энергия, необходимая, чтобы вызвать деление ядра, носит название **энергии активации**.

Рассмотрим механизм деления ядра, получившего необходимую для деления энергию активации. Эта энергия распределяется по двум каналам. Часть энергии идет на «нагревание» ядра — сообщение отдельным нуклонам добавочной энергии внутренних движений. Часть энергии идет на возбуждение степеней свободы, отвечающих коллективному движению частиц ядра, приводящему к его деформации. На рис. 3.19 показана последовательность событий, происходящих при чаще всего возникающей деформации. На сечении, уменьшенном вследствие деформации, ядерные силы, противостоящие кулоновскому отталкиванию двух половинок ядра, оказываются недостаточными. Ядро теряет устойчивость, деформация возрастает, отталкивающиеся половинки ядра продолжают удаляться друг от друга. Между ними образуется перетяжка, которая затем разрывается. Образовавшиеся ядра меньшей массы и, как правило, несколько отличающиеся друг от друга и зарядом и массовым числом, разлетаются с очень большими скоростями: результат кулоновского отталкивания двух ядер с большим зарядом, оказавшихся на весьма малом расстоянии друг от друга. «Нагретые» осколки деления остывают, выбрасывая («испаряя») по 1—2 нейтрона.

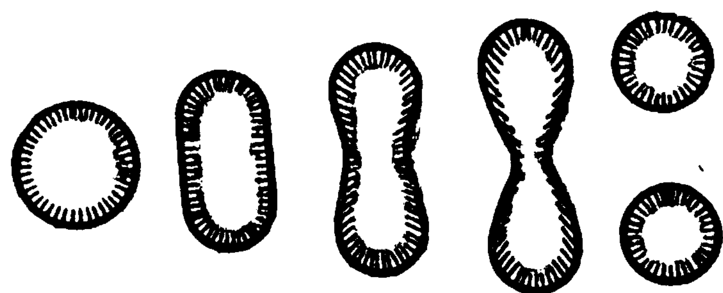


Рис. 3.19.

Это происходит по следующей причине. С уменьшением A уменьшается и процентное содержание нейтронов в устойчивых ядрах. Ядра, получившиеся в результате деления, имеют содержание нейтронов, отвечающее исходному значению A, следовательно, при новом массовом числе, примерно вдвое меньшем, перегружены нейтронами. Более 80% энергии, отдаваемой при делении тяжелых ядер, выделяется в виде кинетической энергии разлетающихся осколков. Энергия их порядка 80 *Мэв* каждого. Несколько *Мэв* уносят нейтроны. Остальная энергия выделяется затем во время радиоактивного β^--распада продуктов деления и с γ-излучением возбужденных продуктов деления.

Энергию активации, необходимую ядрам для деления, легче всего передать им с помощью нейтронов. Нейтрон, приблизившийся к ядру, притягивается к нему ядерными силами. Работа, произведенная этими силами, равна энергии связи нейтрона в образовавшемся ядре, т. е. составляет по порядку величины 7 *Мэв*. Если энергия активации образовавшегося ядра меньше этой величины (т. е. энергии связи поглотившегося нейтрона), то этой энергии достаточно, чтобы вызвать деление ядра. Добавочной энер-

гии, например, в виде кинетической энергии поглощаемого нейтрона, не нужно. В силу того, что энергия связи нуклонов с увеличением числа частиц в ядре убывает весьма медленно, в то время как энергия активации тяжелых ядер уменьшается с ростом A достаточно быстро, ядра с необходимыми свойствами должны существовать. Для практического использования необходимо, чтобы эти ядра были достаточно устойчивы в смысле самопроизвольного радиоактивного распада, т. е. чтобы их период полураспада был достаточно большим.

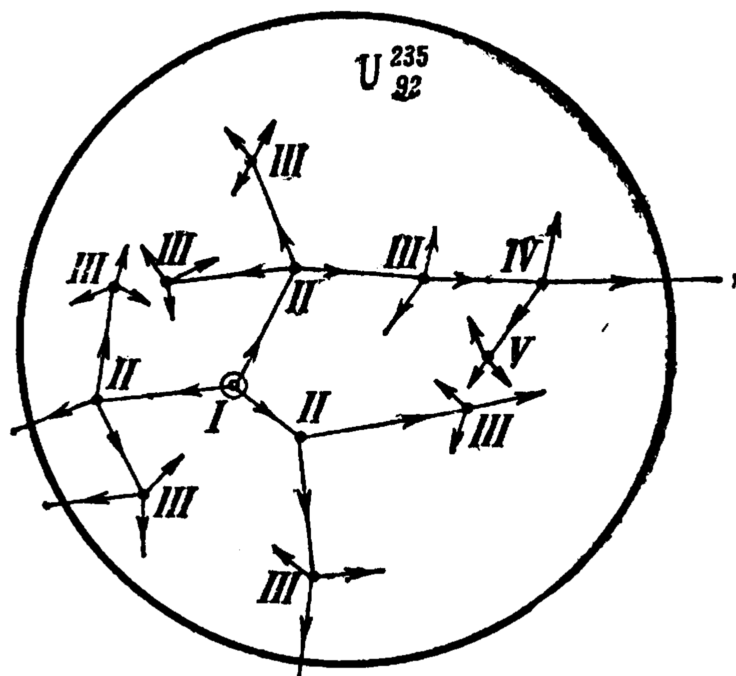


Рис. 3.20.

В настоящее время широко используются три типа ядер, удовлетворяющих нужным условиям: U^{235}_{92}, Pu^{239}_{94} и U^{233}_{92}.

Очень удобным оказалось то обстоятельство, что нет необходимости в специальном источнике нейтронов. Делящиеся ядра в процессе деления выбрасывают от двух до трех нейтронов, «испаряемых» перегретыми продуктами деления практически в момент деления. Эти нейтроны и могут быть использованы для деления следующих ядер. Задача сводится, следовательно, к тому, чтобы избежать больших потерь нейтронов. При этом раз начавшаяся реакция может продолжаться до тех пор, пока имеются делящиеся ядра и поток нейтронов не иссяк. Нейтроны, выделяющиеся при делении первых ядер, делят другие, отдающие большее число нейтронов, часть которых вызывает деление следующих ядер, и т. д. Такие реакции называются цепными.

Схема процессов, происходящих при цепной реакции в сплошном объеме ядерного горючего, изображена на рис. 3.20. Рассмотрим схематический баланс нейтронов при цепной реакции. I — первое разделившееся ядро, II — ядра второго, III — третьего и т. д. поколений. Пути нейтронов показаны тонкими прямыми.

Обозначим через N общее число нейтронов в объеме V к моменту времени t, через $(f+1)$ — число нейтронов, выбрасываемых в среднем одним разделившимся ядром. Далее обозначим через τ среднее время от возникновения нового нейтрона до его поглощения следующим делящимся ядром. После деления выбрасывается $f+1$ новый нейтрон. Следовательно, f есть число вновь образующихся ответвлений на каждом звене цепи, а $\frac{fN}{\tau}$ — число новых нейтронов, возникающих в объеме за единицу времени.

Обозначим через g ту часть вновь образующихся нейтронов, которая поглощается неделящимися ядрами примесей, имеющимися в ядерном горючем или специально добавляемыми в него, а также ядрами накапливающихся продуктов деления. Число нейтронов, затрачиваемых на эти процессы обрыва цепей за единицу времени, будет $\frac{gN}{\tau}$.

Часть нейтронов может выйти через поверхность S, ограничивающую объем V, наружу. Этот поток уходящих нейтронов пропорционален их концентрации $\frac{N}{V}$, поверхности S и средней скорости вылета u. С точностью до числового множителя порядка единицы (см., например, т. I, § 17) число теряемых в единицу времени нейтронов равно

$$u\frac{N}{V}S = uN\frac{S}{V} \approx \frac{uN}{V^{1/3}} \approx \frac{uN}{D},$$

где D — линейный размер объема, занимаемого ядерным горючим $\left(V \sim D^3 \text{ и } S \sim D^2 \sim V^{\frac{2}{3}}\right)$.

Таким образом, уравнение баланса нейтронов принимает вид

$$\frac{dN}{dt} = \frac{fN}{\tau} - \frac{gN}{\tau} - \frac{uN}{D} = \frac{f - g - \frac{u\tau}{D}}{\tau}N = \frac{K}{\tau}N. \quad (66.3)$$

Это уравнение является лишь схематическим и не учитывает многих важных деталей процесса. Однако его рассмотрение дает возможность выявить его качественный характер. Как видно из (66.3), характер протекания процесса зависит от знака и величины множителя:

$$K = f - g - \frac{u\tau}{D}. \quad (66.4)$$

Если величина K отрицательна ($K = -|K|$), то вероятность разветвления (f) меньше вероятности обрыва цепей в объеме (g) и ухода нейтронов через поверхность $\left(\frac{u\tau}{D}\right)$. Интегрирование уравнения (66.3) тогда дает:

$$N(t) = N_0 e^{-\frac{|K|}{\tau}t}, \quad (66.5)$$

т. е. число нейтронов, первоначально находившихся в объеме, непрерывно уменьшается и цепная реакция будет затухать, как показано на кривой I рис. 3.21. Скорость процесса будет убывать

вдвое за время

$$T = \ln 2 \frac{\tau}{|K|} \approx \frac{0{,}693\tau}{|K|}. \qquad (66.6)$$

При $g > f$ цепная реакция не может поддерживаться, каковы бы ни были размеры D. Если же $g < f$, то условия затухания зависят от D. Действительно,

$$K < 0 \text{ при } \frac{u\tau}{D} > f - g \text{ или } D < \frac{u\tau}{f-g} = D_к. \qquad (66.7)$$

Величина $D_к = \frac{u\tau}{f-g}$ называется критическим размером и зависит от свойств ядерного горючего, имеющихся в нем примесей и геометрической формы, т. е. от значения опущенных при качественном анализе численных коэффициентов, характеризующих отношение поверхности к объему. Если D меньше критического, то цепная реакция затухает, однако время затухания

$$T = \frac{\ln 2\tau}{\frac{u\tau}{D} - (f-g)} \approx \frac{0{,}7D\tau}{(f-g)(D_к - D)} \qquad (66.8)$$

тем дольше, чем ближе D к $D_к$.

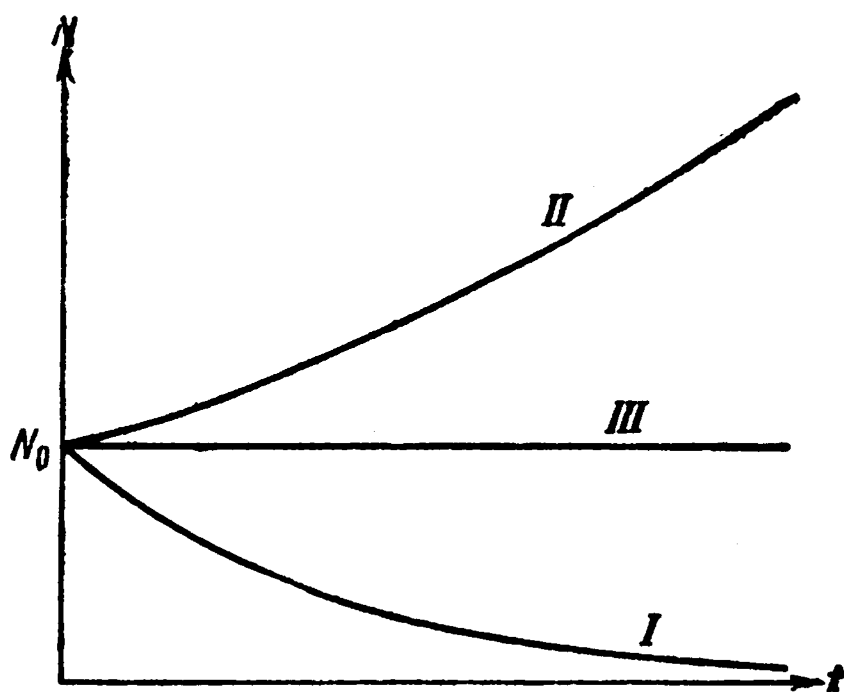


Рис. 3.21.

Если размер куска ядерного горючего превысит $D_к$, то $K > 0$ и интегрирование уравнения (66.3) дает зависимость

$$N(t) = N_0 e^{\frac{K}{\tau} t}. \qquad (66.9)$$

Количество нейтронов N и число производимых ими за единицу времени реакций деления $\frac{N}{\tau}$ будет экспоненциально возрастать, как показано на кривой II рис. 3.21. Время ускорения реакции вдвое будет:

$$T^* \approx \frac{0{,}7\tau}{K} = \frac{0{,}7D\tau}{(f-g)(D-D_к)}, \qquad (66.10)$$

и сколь мало ни будет начальное число нейтронов N_0, начавшаяся цепная реакция будет неуправляемой и закончится взрывом.

Такая неуправляемая реакция была использована для военных целей в атомных бомбах.

Первоначально ядерным горючим служил актиноуран U_{92}^{235}— изотоп, содержащийся в природном уране в количестве 0,72%. Основную массу природной смеси составляет изотоп U_{92}^{238} (99,274%), имеющий более высокую, чем актиноуран, энергию активации. Поэтому, в отличие от актиноурана, U_{92}^{238} делится лишь нейтронами, обладающими большой кинетической энергией, т. е. быстрыми нейтронами. Выделение чистого U_{92}^{235} или хотя бы обогащение природной смеси, т. е. повышение содержания в ней актиноурана, представляло весьма трудную техническую проблему. Для решения ее были использованы процессы, скорость которых зависит от небольшого различия атомных весов обоих изотопов (238—235=3), такие, как диффузия газообразного UF_6 через пористые перегородки, термодиффузия и разделение ионов при их движении в электромагнитном поле (в принципе, как в масс-спектрографе). Весьма трудной технической проблемой оказалось и предварительное получение металлического урана высокой чистоты, свободного от следов примесей, захватывающих нейтроны и увеличивающих тем самым вероятность обрыва цепей g.

Пробег нейтрона до поглощения в толще твердого U_{92}^{235} составляет несколько сантиметров. Шар из чистого актиноурана имеет критический размер около 17 *см*. Если окружить его оболочкой из вещества, способного частично отражать обратно вылетающие из шара нейтроны, то критический размер может быть несколько уменьшен. Такой шар и является зарядом атомной бомбы.

Для возможности доставки атомной бомбы к месту назначения без взрыва по дороге ее заряд делят на части, каждая из которых имеет докритические размеры. Критические размеры достигаются при смыкании этих частей. Благодаря наличию спонтанного деления ядер урана и действиям быстрых космических частиц небольшое количество нейтронов, необходимое для начала цепной реакции, всегда имеется. Нейтроны, ведущие цепную реакцию, имеют большие скорости, и вся реакция при достижении критических размеров развивается за время $\sim 10^{-6}$ *сек*. Поэтому для возможности достижения сверхкритического заряда его части должны выстреливаться друг в друга и смыкаться с очень большими скоростями.

При цепном взрыве высвобождается огромная энергия деления, и температура продуктов взрыва превышает миллионы градусов. Весь заряд мгновенно испаряется, и бóльшая часть ядерного горючего разлетается в стороны, не успевая претерпеть деление. В целом взрыв такой атомной бомбы эквивалентен взрыву десятков тысяч тонн обычного взрывчатого вещества. Опасность атомного взрыва усугубляется еще тем, что, кроме разрушений и пожаров, он оставляет много радиоактивных остатков на месте взрыва и

в атмосфере. Эти остатки возникают как в виде непосредственных радиоактивных продуктов деления урана, так и в виде наведенной активности ядер окружающей среды, поглотивших нейтроны, в огромном количестве выделяющиеся при взрыве.

§ 67. Ядерные реакторы

Как видно из уравнения баланса нейтронов (66.3) и рис. 3.21, при $K<0$ цепная реакция затухает, а при $K>0$ становится неуправляемой. Реакция поддерживается на постоянном уровне при $K=0$. В этом случае $\frac{dN}{dt}=0$, $N=\text{const}=N_0$ и число реакций деления в единицу времени поддерживается на неизменном заданном уровне:

$$W=\frac{N_0}{\tau}=\text{const}. \qquad (67.1)$$

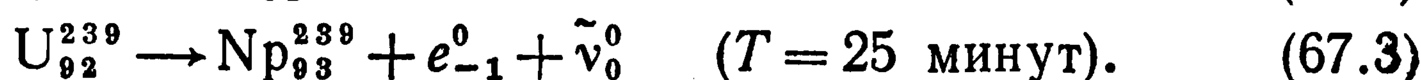
Управлять реакцией удастся лишь в том случае, если окажется возможным величину K менять достаточно медленно и плавно. Обстоятельства, о которых будет сказано ниже, позволяют решить эту задачу. Такая управляемая цепная реакция осуществляется в различного типа *ядерных реакторах*, иначе называемых *атомными котлами*.

В качестве ядерного горючего при этом используется природный или частично обогащенный уран или торий. Благодаря значительной вероятности обрыва цепей в таком горючем критические размеры (66.7) ядерных реакторов значительно больше, чем в случае атомной бомбы. Для понимания процессов, происходящих в ядерных реакторах, необходимо несколько детальнее рассмотреть, как взаимодействуют ядра U_{92}^{238} и Th_{90}^{232} с нейтронами.

Энергия активации этих ядер больше, чем у ядра актиноурана. Поэтому основной изотоп урана U_{92}^{238} и торий, целиком состоящий из Th_{90}^{232}, медленными нейтронами не делятся. Деление этих ядер может произойти, если нейтрон обладает добавочной кинетической энергией ~ 1 *Мэв*. При меньших энергиях вероятность захвата нейтронов возрастает, но захват уже не сопровождается делением ядра. Образуется изотоп урана с массовым числом 239, который оказывается β^--радиоактивным, со сравнительно малым периодом полураспада:



$$U_{92}^{238}+n_0^1\rightarrow U_{92}^{239}, \qquad (67.2)$$



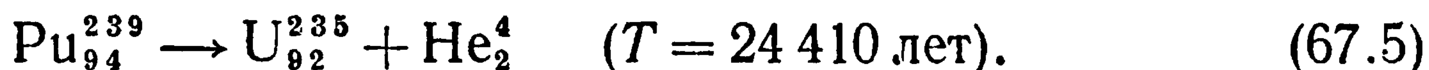
$$U_{92}^{239}\rightarrow Np_{93}^{239}+e_{-1}^0+\tilde{\nu}_0^0 \quad (T=25 \text{ минут}). \qquad (67.3)$$

Так был получен изотоп первого зауранового («трансуранового») элемента нептуния. Этот изотоп также β^--радиоактивен:



$$Np_{93}^{239}\rightarrow Pu_{94}^{239}+e_{-1}^0+\tilde{\nu}_0^0 \quad (T=2{,}346 \text{ дня}). \qquad (67.4)$$

Возникающий таким образом изотоп следующего зауранового элемента с порядковым номером 94—плутония — уже более устойчив:



$$Pu_{94}^{239} \longrightarrow U_{92}^{235} + He_2^4 \quad (T = 24\,410 \text{ лет}). \qquad (67.5)$$

Плутоний-239 является хорошим ядерным горючим: он, как и актиноуран, делится медленными нейтронами. Таким образом, если поглощение нейтрона ядром U^{238} и не поддержит цепной реакции, то будет полезным в том смысле, что превратит его в ядро, способное делиться медленными нейтронами.

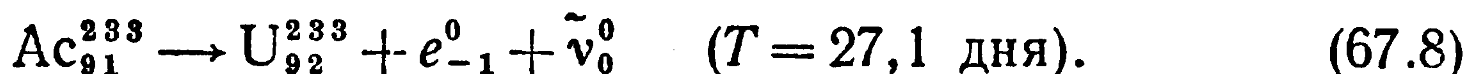
Аналогичным образом происходит и превращение тория в U_{92}^{233}:



$$Th_{90}^{232} + n_0^1 \longrightarrow Th_{90}^{233}, \qquad (67.6)$$



$$Th_{90}^{233} \longrightarrow Ac_{91}^{233} + e_{-1}^0 + \tilde{\nu}_0^0 \quad (T = 22{,}12 \text{ минуты}), \qquad (67.7)$$



$$Ac_{91}^{233} \longrightarrow U_{92}^{233} + e_{-1}^0 + \tilde{\nu}_0^0 \quad (T = 27{,}1 \text{ дня}). \qquad (67.8)$$

Получающееся этим путем ядерное горючее U_{92}^{233} (в природном уране этот изотоп отсутствует) достаточно устойчиво. Будучи α-радиоактивным, он имеет период полураспада, равный 162 000 лет.

Вероятность захвата нейтронов ядрами всех указанных изотопов (эффективное поперечное сечение захвата $\sigma_з$ ядер U^{235}, Pu^{239} и U^{233}) возрастает с уменьшением скорости нейтронов. Для U^{238} характерно резкое возрастание вероятности захвата нейтронов с энергией порядка 5—10 *эв* — резонансный захват. (Напомним, что средняя кинетическая энергия частиц, в том числе нейтронов, при комнатной температуре составляет 0,04 *эв*, а при температуре в 3000 °K не превышает 0,5 *эв*.) Именно поэтому в куске природного урана любых размеров цепная реакция не возникает. Появляющиеся при случайном делении отдельных ядер быстрые нейтроны имеют малую вероятность поглотиться ядром и постепенно, в результате ряда столкновений с ядрами (практически без захвата), теряют свою скорость. Достигнув энергии в несколько *эв*, они поглощаются ядрами U^{238} (которых в природном уране примерно в 140 раз больше, чем ядер актиноурана) и, следовательно, не могут способствовать развитию цепной реакции.

Эту трудность можно преодолеть, если замедлить нейтроны до тепловых скоростей (существенно меньших, чем резонансные) в каком-нибудь веществе («замедлителе»), не поглощающем нейтроны. Тепловые нейтроны будут уже значительно лучше поглощаться ядрами, способными к делению (U^{235}, Pu^{239}, U^{233}). Это более чем компенсирует относительно малое содержание делящихся ядер в уране. Технически задача решается, например, следующим образом.

Уран используется не в виде монолитного куска, но в виде отдельных стержней небольшого поперечного сечения. Стержни располагаются на некотором расстоянии один от другого. Между стержнями находится замедлитель (рис. 3.22). Образующиеся при делении ядер нейтроны, не успев поглотиться в стержне, попадают в замедлитель. В замедлителе нейтроны теряют свою скорость, приобретая под конец скорость, отвечающую температуре окружающей среды. Попадая затем в один из урановых стержней, такие «тепловые» нейтроны имеют уже большую вероятность

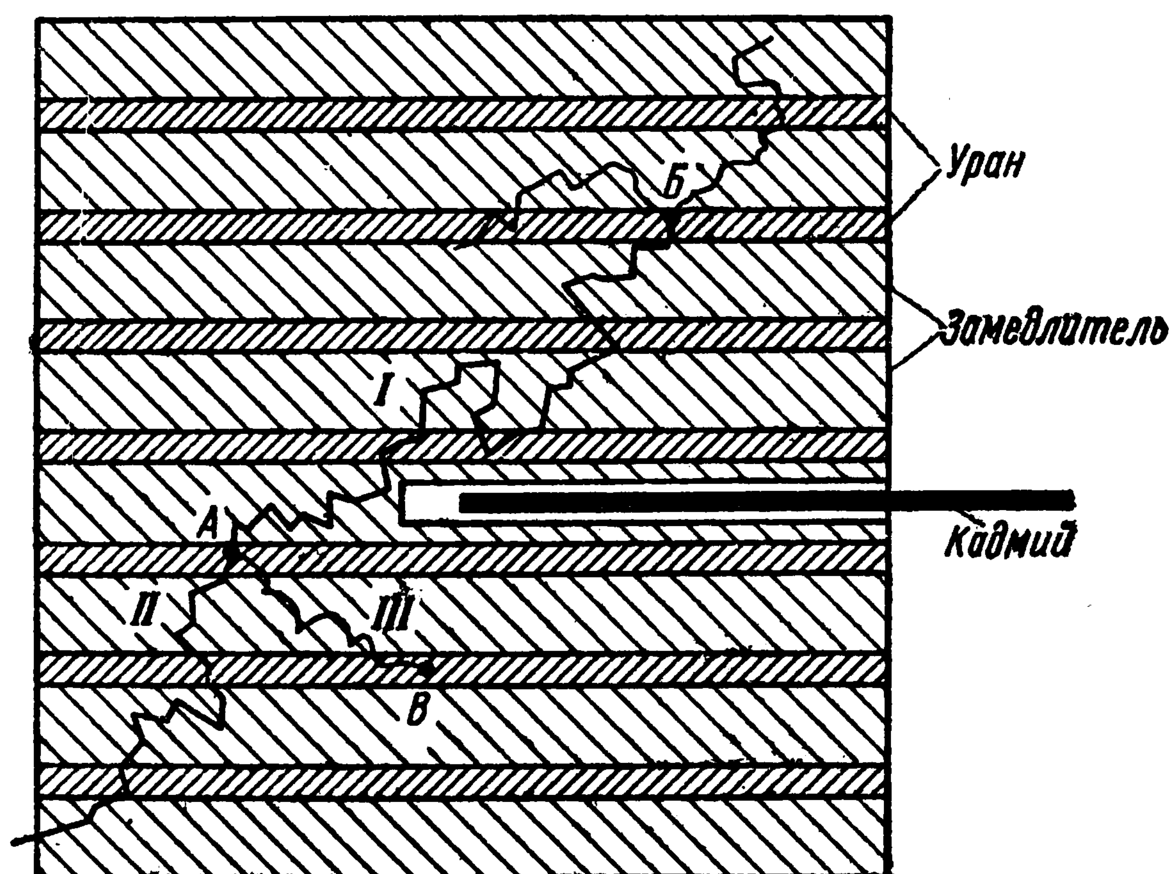


Рис. 3.22.

поглотиться ядром, способным к делению. При этом опять выделяются нейтроны, повторяющие тот же путь,— цепная реакция продолжается на медленных нейтронах. Нейтроны, которые захватываются ядрами U^{238} (без деления последнего), также играют положительную роль, восполняя в какой-то мере расход ядерного горючего.

Вещество-замедлитель должно не только не поглощать нейтронов (точнее, поглощать их возможно меньше), но и обеспечивать как можно более быстрое их замедление. Поскольку соударения нейтронов с ядрами можно считать происходящими по закону ударов упругих шаров, то замедлитель будет тем более эффективен, чем меньше масса ядер его атомов. Из легких ядер, слабо поглощающих нейтроны, можно назвать дейтерий, бериллий, углерод, кислород. Чистый дейтерий газообразен и как замедлитель поэтому неудобен. Его соединение с кислородом — тяжелая вода — является наилучшим замедлителем нейтронов. Однако этот замедлитель очень дорог. Поэтому весьма часто пользуются

углеродом в виде очень чистого графита. Можно также пользоваться бериллием и его окисью.

Для реакторов, содержащих природный уран и чистый графит в роли замедлителя, критические размеры показаны на рис. 3.23. Технически наиболее удобна и чаще всего используется цилиндрическая форма реакторов.

Потеря нейтронов происходит также в замедлителе, особенно его примесях, в некоторых ядрах, получающихся после деления ядер горючего (Sm^{149}, Xe^{135} и др.) и постепенно, по мере работы реактора, накапливающихся в нем. В силу этого реактор должен обладать надкритическими размерами, способностью вырабатывать

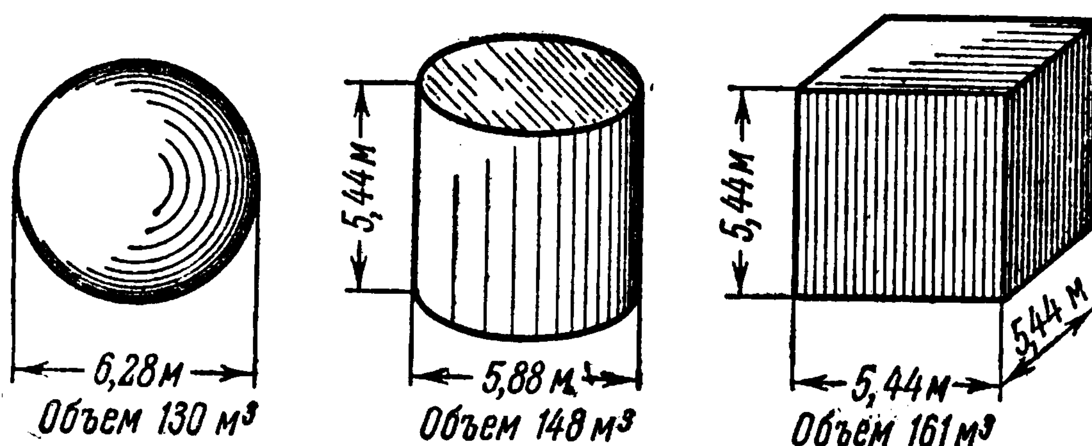


Рис. 3.23.

излишек нейтронов. Этот излишек нейтронов устраняется добавочно вводимыми в реактор поглотителями, постепенно выводимыми из него по мере накопления продуктов деления. Весьма интенсивно поглощаются нейтроны бором и кадмием. Поэтому регулировка работы реакторов осуществляется введением в него стержней из бористой стали или кадмия. Из этих же материалов изготовляют и стержни или шарики, засыпаемые в реактор в случае его аварии для быстрейшего обрывания цепной реакции.

Реактор не работает, когда в него достаточно глубоко вдвинуты стержни-поглотители нейтронов. Для того чтобы цепная реакция началась и достигла нужного уровня, надо выдвинуть эти стержни, обеспечив тем самым возрастание потока нейтронов в реакторе.

Можно ли достигнуть плавной регулировки работы реактора и не грозит ли быстрое нарастание числа нейтронов аварией?

Тепловые нейтроны имеют скорость 2—3 *км/сек*. С момента образования и до момента поглощения каждого нейтрона проходит время $\sim 10^{-3}$ *сек*. Как бы незначительно ни превышало число нейтронов каждого нового поколения предыдущее, скорость возрастания мощности реактора представляется слишком большой. Так, при нарастании числа нейтронов в следующем поколении всего лишь на 0,5% и времени жизни поколения 10^{-3} *сек* мощность реактора за секунду возрастала бы в $(1{,}005)^{1000} \approx 150$ раз, и регулировка его оказалась бы практически невозможной.

К счастью, заметная часть нейтронов, образующихся при делении ядер, отдается осколками ядер не мгновенно (как основная их часть), но с запозданием от 0,1 до 10 *сек*. Относительная часть этих «запаздывающих» нейтронов, отдаваемых, как указывалось в § 64, возбужденными ядрами Kr^{87} и Xe^{137}, составляет около 0,7%. Таким образом, около 0,7% нейтронов каждого нового поколения появляются в реакторе не сразу, но с запозданием порядка секунд. Это обстоятельство делает возможным производить плавную регулировку работы реактора, если только соблюдена осторожность и коэффициент размножения нейтронов не слишком велик (возрастание не более чем на 0,5—0,6% на поколение).

Конструкции ядерных реакторов зависят от их назначения.

Первоначально строившиеся в США реакторы были предназначены для изготовления плутония. Нейтроны, получавшиеся при делении U^{235}, служили частично для поддержания цепной реакции, а частично для превращения U^{238} в Pu^{239} по схеме реакций (67.2)—(67.4). Спустя некоторое время урановые стержни вынимались из реактора и растворялись для выделения накопленного в них плутония. Вместо исключительно трудных физических методов выделения изотопа U^{235} вполне заменяющий его в качестве горючего для атомных бомб Pu^{239} извлекался химически.

Далее в ряде промышленных стран стали строить так называемые исследовательские реакторы сравнительно небольшой мощности. Основной целью этих реакторов являлось получение пучков нейтронов с мощностью 10^{12}—10^{13} *нейтрон/см²·сек*, выводившихся через специальные отверстия в бетонной защите реактора. Такие пучки применяются для изучения различных ядерных процессов, создания искусственных радиоактивных элементов и исследования изменения структуры различных материалов.

Выделяющаяся при делении ядер энергия в конечном счете затрачивается на разогрев урановых стержней. Тепловое расширение изменяет число ядер в единице объема и тем самым искажает условия баланса нейтронов, а слишком большой разогрев может привести к расплавлению стержней и их защитных оболочек. Поэтому плутониевые и исследовательские реакторы нуждаются в интенсивном охлаждении большими количествами проточной воды. Эта вода уносит с собой выделившуюся ядерную энергию при сравнительно низкой температуре и может быть использована лишь для отопления.

Для использования вновь открытого мощного источника ядерной энергии в мирных целях необходимо было несколько изменить вышеописанную схему. При конструировании *энергетических ядерных реакторов* основной задачей стало максимальное использование выделяющейся при расщеплении ядерного горючего энергии и превращение потока тепла в

наиболее удобную для практических применений и распределения электрическую энергию. Методы использования потока тепла зависят от конструкции реакторов.

Реакторы, в которых горючее и замедлитель разделены друг от друга, называются гетерогенными. Примером может служить уран-графитовый реактор. При применении его в качестве источника ядерной энергии реактор (например, сами урановые стержни) пронизывается трубками, по которым циркулирует вещество, отводящее тепло. Это вещество — «теплоноситель»—должно, по возможности, мало поглощать нейтроны. Далее теплоноситель проходит сквозь теплообменник *ТПК* (рис. 3.24), где

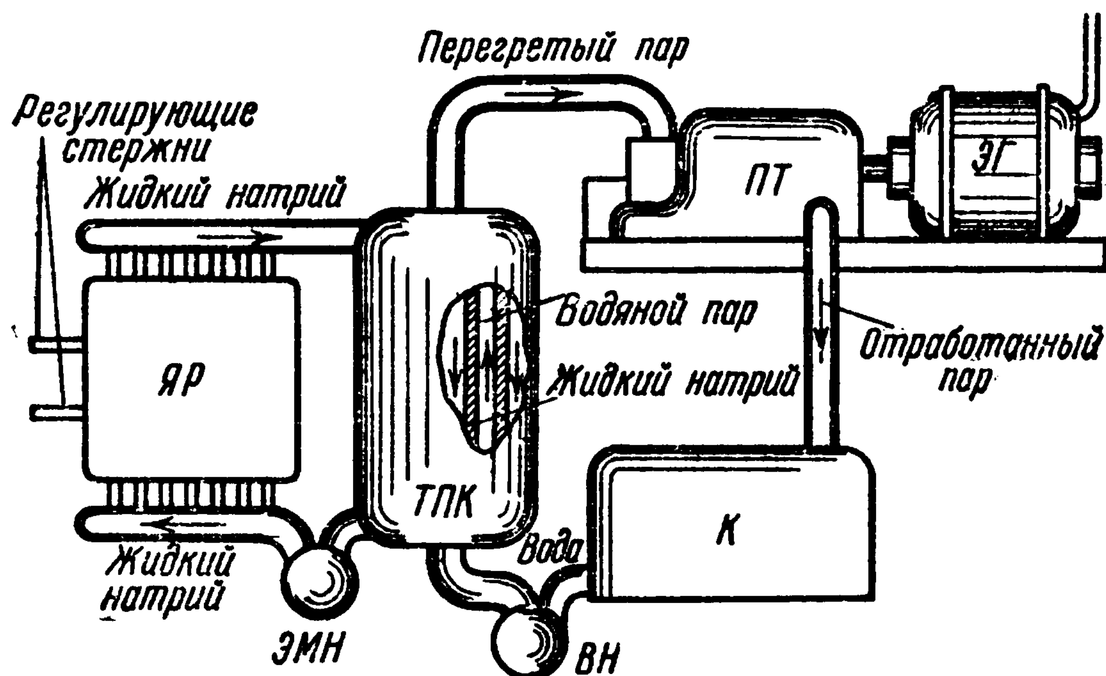


Рис. 3.24.

отдает свое тепло воде, превращая ее в пар, вращающий турбину *ПТ*. Соединенный с турбиной электрогенератор *ЭГ* дает электрический ток. Отработанный пар попадает в конденсатор *К*, превращается в воду и перекачивается обратно в теплообменник. Таким образом, и теплоноситель и вода в цепи турбины совершают замкнутые циклы. Коэффициент полезного действия всей установки существенно зависит от того, как велика температура, которую можно поддерживать в реакторе.

В качестве газообразного теплоносителя можно использовать гелий и углекислый газ. Лучшими жидкими теплоносителями являются жидкие металлы — расплавленный натрий или смесь натрия и калия. Работа с этими теплоносителями затрудняется их высокой химической активностью. Циркуляция жидкого металла осуществляется с помощью специальных электромагнитных насосов *ЭМН*, не содержащих механических подвижных частей. Используется в качестве теплоносителя и обычная вода. Поскольку вода заметно поглощает нейтроны, в таком реакторе нельзя пользоваться природным ураном, приходится применять уран с повышенным в несколько раз содержанием делящихся ядер.

Трудность состоит также в том, что вода-теплоноситель должна поддерживаться при весьма высоком давлении (100—150 атмосфер), чтобы она не превратилась в пар. Именно такова схема первой в мире атомной электростанции, запущенной в Советском Союзе в 1954 г.

Упомянем коротко о других вариантах атомных электростанций. По схеме «кипящий котел» пластины из урана*), обогащенного горючим, погружены в котел с водой, которая выполняет функции и замедлителя, и теплоносителя. Вода кипит, а образовавшийся пар используется для вращения турбины. Отработанный пар конденсируется и возвращается в котел. В этом случае имеется только один цикл круговорота вещества, отпадает теплообменник. Недостаток схемы в том, что вода (пар), поступающая непосредственно из котла и подвергшаяся действию нейтронов, радиоактивна. В первом варианте подвергающийся облучению теплоноситель не идет дальше теплообменника. Во втором — радиоактивное вещество из котла попадает и в турбину, и в конденсатор.

Горючее и замедлитель не обязательно должны быть разделены, как это имеет место в рассмотренных выше случаях. Например, можно получить цепную реакцию, растворив соли актиноурана или плутония в тяжелой воде или в расплаве, имеющем низкую температуру плавления, смеси урана и висмута. В этих случаях это же вещество является и «теплоносителем»— циркулирует непрерывно через теплообменник и отдает ему свое тепло. Цепная реакция идет лишь в котле. В трубках, по которым вещество течет в теплообменник, и в самом теплообменнике цепная реакция не идет — размеры трубок докритические, потеря нейтронов слишком велика. Реакторы с неразделенными горючим и замедлителем называются гомогенными.

Особый интерес представляют так называемые «бридерные» реакторы или «реакторы-размножители». Это реакторы, работающие на быстрых нейтронах без замедлителя. Центральной частью реактора является «активная зона», состоящая из вещества, значительно обогащенного U^{233}, U^{235} или Pu^{239}. Эта часть может быть выполнена в виде сплошного или полого цилиндра; она окружается (в случае полого цилиндра — внутри и снаружи) пластинами из природного урана или тория, образующих «зону воспроизводства».

Цепная реакция идет на быстрых нейтронах. В ней принимает поэтому участие и некоторое количество ядер U^{238} (соответственно — Th^{232}). Часть нейтронов, как и в каждом реакторе, теряется,

---

*) Здесь, впрочем, как и в других реакторах, химически весьма активный уран должен быть заключен в какую-нибудь, например циркониевую, оболочку.

вылетая за пределы реактора. Остальные поглощаются U^{238} (Th^{232}), превращая их в Pu^{239} (U^{233}).

При делении U^{235} на каждое ядро выделяется в среднем 2,6 нейтрона, а для Pu^{239} это число достигает 3. Отбросим по одному нейтрону, который должен продолжать цепную реакцию. Остается 1,6—2 нейтрона. Если утечка нейтронов невелика, составляя, например, в среднем 0,3 нейтрона на одно разделившееся ядро, то это значит, что 1,3—1,7 нейтрона поглощаются в зоне воспроизводства, т. е. идут на образование нового ядерного горючего. Таким образом, в реакторе-размножителе на каждые 100 использованных ядер производится примерно 150 новых, способных к делению ядер. Реакторы-размножители позволяют использовать весь имеющийся уран (а не только U^{235}) и весь торий, который в природе вообще не содержит ядер, делящихся медленными нейтронами. Отвод и использование тепла из реактора-размножителя осуществляется обычным образом.

Конструкции реакторов-размножителей также весьма разнообразны. Так, активная зона может состоять из раствора солей U^{233} в тяжелой воде, а зона воспроизводства может состоять из тория, превращаемого в ней в U^{233} и т. д.

Время жизни быстрых нейтронов в реакторах-размножителях $\sim 10^{-7}$ *сек*, однако возможность регулировки их работы, как и в обычных реакторах, обусловливается наличием запаздывающих нейтронов и специальных трудностей не представляет. Возможность полного использования всего урана и тория делает их весьма перспективными.

В настоящее время в ряде стран строятся атомные электростанции. Советский Союз строит ряд крупных электростанций с реакторами различного типа, в том числе и с реакторами-размножителями. Их работа дает уже заметный вклад в энергетический баланс страны. Построены первые в мире передвижные атомные электростанции. Создан первый в мире реактор («Ромашка»), в котором поток тепла с помощью полупроводников преобразуется непосредственно в электрическую энергию.

Большие перспективы у атомных реакторов и на транспорте. Построенный в Ленинграде атомный ледокол «Ленин» может работать без захода в порты для пополнения горючим в течение года (для обычных ледоколов этот срок не превышает 1,5 месяца). Он расходует не более (мощность двигателей — 44 000 лошадиных сил) 45 *г* ядерного горючего в сутки.

Проблема использования реакторов на сухопутном транспорте и в авиации еще не решена. Задача осложняется не только большим весом самого реактора и силовой установки, но и необходимостью защиты — весьма громоздкой и тяжелой — от потока нейтронов из реактора.

§ 68. Использование радиоактивных продуктов деления. Меченые атомы

При реакциях деления тяжелых ядер образуются ядра среднего атомного веса с массовыми числами A примерно от 75 до 162. Как правило, ядро делится на две неравные части. Распределение

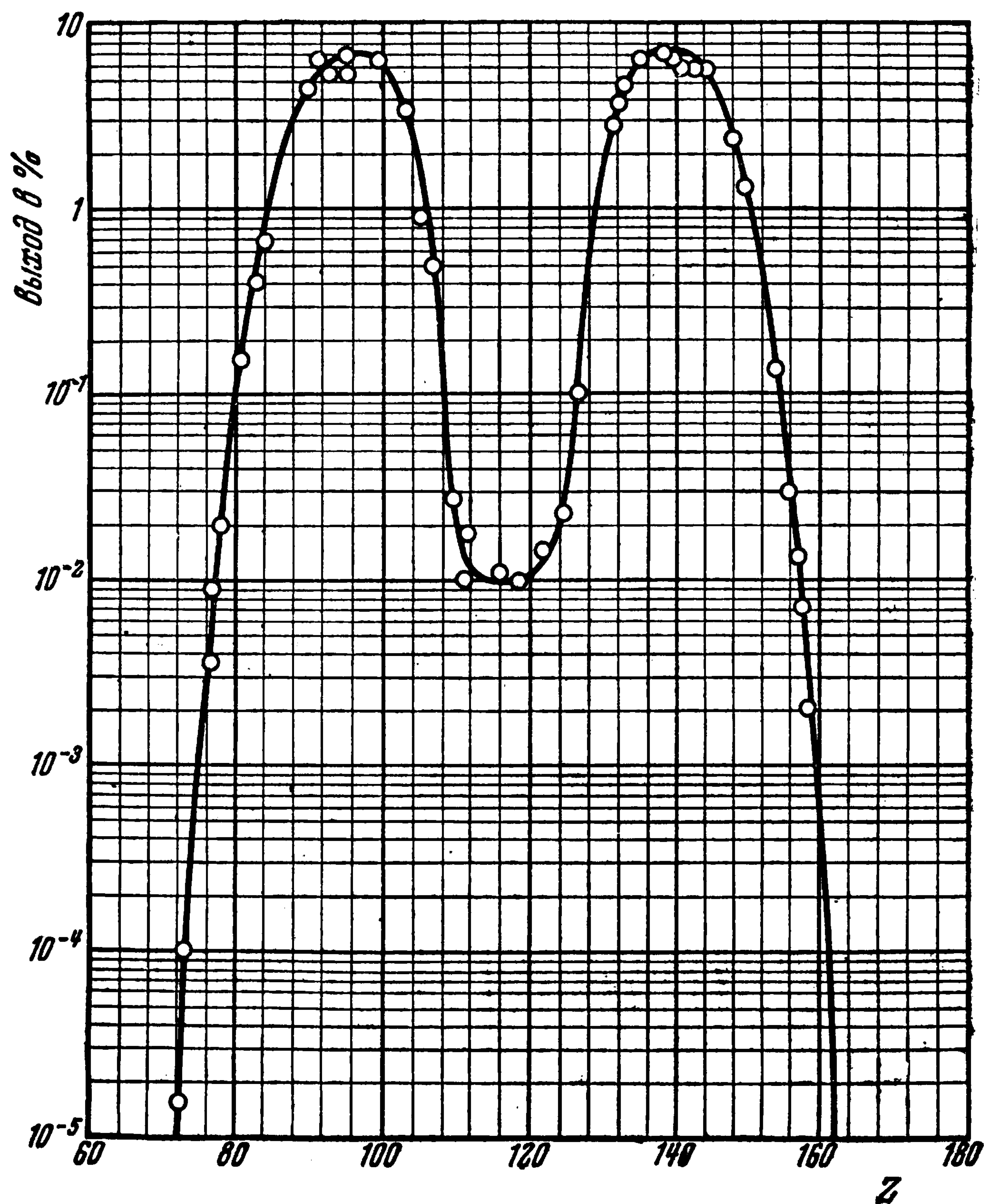


Рис. 3.25.

продуктов деления по массовым числам приведено на рис. 3.25 в логарифмическом масштабе.

Примерно в той же пропорции между осколками делится и заряд исходного ядра Z. На рис. 3.18 было показано, что с уменьшением A относительное содержание нейтронов в устойчивых ядрах убывает. В осколках же деления $\frac{A}{Z}$ примерно то же, что и в исходном

тяжелом ядре. Поэтому, как правило, осколочные ядра оказываются пересыщенными нейтронами и претерпевают цепочку последовательных β^--распадов.

В результате этого в ядерном реакторе накапливаются искусственно полученные радиоактивные изотопы с различными периодами полураспада, многие из которых испускают γ-лучи. Интенсивные потоки нейтронов и γ-лучей, выходящие из реакторов, требуют биологической защиты последних метровыми толщами бетона. При растворении частично отработавших урановых стержней, для извлечения из них образовавшегося плутония, извлекается и весь этот накопившийся в горючем радиоактивный «шлак». Некоторые из получающихся радиоактивных изотопов выделяются химически и находят широкое применение в науке, медицине, технике и сельском хозяйстве. Основную же массу радиоактивных шлаков приходится, к сожалению, до сих пор «хоронить» в специальных хранилищах, пока они практически не распадутся и не станут безопасными.

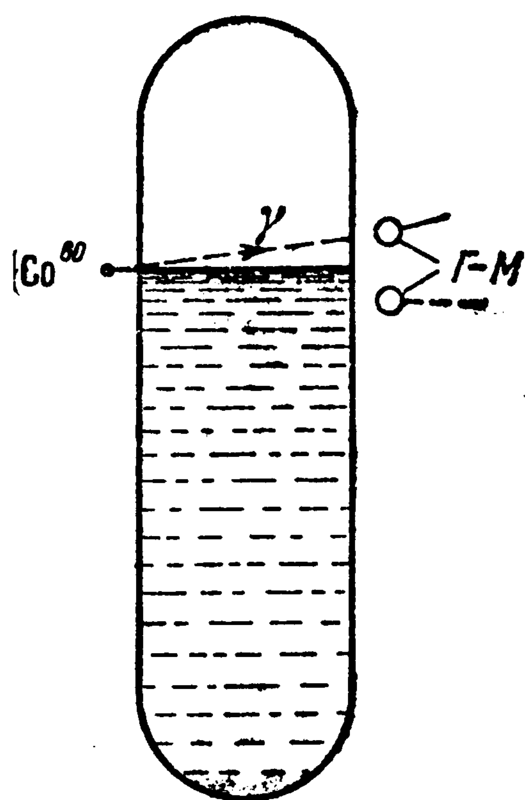
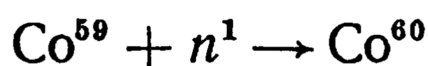


Рис. 3.26.

Для получения индивидуальных радиоактивных изотопов в ядерный реактор на определенное время вводят соответствующие нерадиоактивные вещества, способные поглощать нейтроны. Так, например, облучая в реакторе Co^{59}, получают по ре-



$$Co^{59} + n^1 \rightarrow Co^{60}$$

акции радиоактивный изотоп кобальта Co^{60}, широко используемый в технике и медицине.

Приведем некоторые примеры использования радиоактивных изотопов, получаемых такими методами.

Ряд изотопов, например Cs^{137} и Co^{60}, дает *проникающее γ-излучение*, нашедшее широкое применение в технике, медицине, сельском хозяйстве. Это излучение позволяет просвечивать, с целью обнаружения дефектов, металлические детали толщиной в несколько сантиметров. Таким методом, с помощью специальной аппаратуры, исследуется качество литых деталей, сварных швов и т. д. Эти же изотопы используются для определения уровня жидкости в закрытых сосудах (схема работы понятна из рис. 3.26). При постройке гидростанции значительная часть огромных по объему земляных работ проводится с помощью земснарядов, перекачивающих грунт вместе с водой — «пульпу» — на значительные расстояния. Эффективность работы земснаряда определяется в зна-

чительной мере содержанием грунта в пульпе. Непрерывный контроль этой величины в процессе работы земснаряда осуществляется по измерению степени поглощения γ-лучей тех же препаратов, проходящих сквозь трубу и поглощающихся тем сильнее, чем больше грунта содержит пульпа.

Аналогичным путем можно непрерывно контролировать толщину изделий при прокате. В случае достаточно тонких изделий источники γ-лучей должны быть заменены β^--излучателями.

Добавление небольшого количества атомов радиоактивного изотопа к нерадиоактивным изотопам того же самого элемента составляет основу метода «меченых атомов». Во всех дальнейших физических и химических процессах меченые атомы движутся вместе с немечеными и позволяют по своему излучению следить за движением данного элемента.

Вводя меченые атомы в детали машин, можно измерять и контролировать износ последних в процессе работы по радиоактивности смазочного масла, омывающего деталь. С помощью меченых атомов можно проследить движение грунтовых вод и обнаружить протечки заглубленных трубопроводов. Вводя радиоактивный препарат в типографскую краску, можно непрерывно и точно контролировать качество печати — толщину слоя краски, ложащейся на бумагу, и т. д.

Все расширяющееся применение меченых атомов в технике заставляет с осторожностью подходить к каждому новому его использованию, принимая все необходимые предосторожности для предотвращения вредных воздействий применяемых излучений на организм работников.

В ряде химических и биологических процессов участвует множество различных сложных соединений, содержащих в тех или иных количествах одни и те же элементы. В силу тождественности атомов одного и того же элемента невозможно было проследить их путь при сложной цепочке реакций. В особенности это относилось к живым организмам, в которых проследить за реакциями было невозможно, не нарушая их жизнедеятельности и, тем самым, не меняя характера самих реакций.

Использование атомов, обладающих радиоактивностью, позволяет непрерывно следить за ними. При этом достаточна столь малая радиоактивность, т. е. число радиоактивных ядер среди стабильных той же природы так мало, что их излучение практически не влияет на ход изучаемых процессов.

В настоящее время в сельском хозяйстве все шире применяются высокоэффективные гранулированные удобрения. Для их исследования был использован радиоактивный P^{32} (β^- с энергией 1,712 *Мэв* при периоде полураспада 14,3 дня). Оказалось, что фосфор обнаруживается в листьях уже через 15—20 мин.(!) после

встречи корешка с удобрением. Совершенно очевидно, что только присутствие в фосфоре удобрения ничтожных долей P^{32} позволило определить эту удивительную величину. Обычное химическое исследование листьев на фосфор не показало бы ничего, так как нет возможности (в обычном случае) отличить фосфор, бывший уже ранее в листьях, от того, который поступил из удобрения. Далее выяснилось, что в случае, например, овса наличие гранул в 3—4 *см* под высеваемыми семенами приводит к встрече корешков с удобрением через 3—4 дня. Отклонение гранул в сторону на 5—6 *мм* удлиняет этот срок на 3—4 недели. Выяснилось, что роль отдельных корешков различна, в зависимости от того, как богата необходимыми веществами окружающая среда. При наличии нужных веществ поглощающая способность корешка возрастает в 20—30 раз.

Методом меченых атомов была установлена эффективность внекорневой подкормки растений (опылением листьев) — метод, ныне все шире применяемый на свекловичных и хлопковых полях.

С помощью радиоактивного изотопа углерода C^{14} (β^- с энергией 0,154 *Мэв*, T=5100 лет) была установлена совершенно новая функция корней — поглощение ими углекислоты из почвы. Далее удалось установить, что корни являются не просто органами, всасывающими воду и питательные вещества из почвы. Целый ряд сложных органических веществ, образующихся в листьях, возвращается в корневую систему, где и происходит синтез ряда аминокислот. Было установлено, что передвижение соков от корней к листьям происходит со скоростью в несколько десятков сантиметров, а иногда и нескольких метров в час.

В биологии с помощью меченых атомов удалось установить весьма быстрое обновление составных частей всех тканей и органов. Так, за 3 месяца в теле человека обновляется 50% всех белков. Неожиданно быстрым оказался обмен веществ в костях. У кролика после введения радиоактивного фосфора обменялось с ним 0,18% неорганического фосфора кости через 2 часа. Еще быстрее проникает в кости кальций.

С помощью меченых атомов удается установить скорость диффузии атомов в твердых телах, скорость растворения слабо растворимых веществ и т. д. Весьма широко применяются меченые атомы в аналитической химии.

Методика обнаружения радиоактивности очень проста — чаще всего обнаружение и определение интенсивности излучения, а следовательно, и содержания исследуемого элемента производится с помощью счетчиков Гейгера. К сожалению, использование радиоактивных меченых атомов не всегда возможно. Так, например, среди элементов, представляющих очень часто огромный интерес, могут оказаться такие, у которых нет подходящих радиоактивных изотопов. К таким элементам относится, например, кислород. Все

его радиоактивные изотопы обладают столь малыми периодами полураспада (O^{15}—β^+, $T=2$ мин. 3,95 сек.; O^{14}—β^+, $T=1$ мин. 16,5 сек.; O^{19}—β^-, $T=29,4$ сек.), что работать с ними практически невозможно. В этом случае в качестве меченых атомов используются стабильные изотопы. В природной смеси изотопов O^{16} содержится в количестве 99,759%, O^{17} в количестве 0,037% и O^{18}— 0,204%. Обогащая кислород тяжелыми изотопами, можно в дальнейшем по их относительной концентрации судить о путях следования изучаемого вещества.

Не так давно полагали, что, поглощая углекислоту, растения ассимилируют углерод, а кислород возвращают в атмосферу. С помощью меченого кислорода было установлено, что все атомы, входящие в молекулу CO_2, ассимилируются растением. В атмосферу же выделяется кислород, полученный растениями из впитываемой корнями воды.

По тем же причинам, что и для кислорода, почти невозможно пользоваться радиоактивным азотом. Для исследования этого важного в живых организмах элемента использовали метод обогащения изотопом N^{15}, содержащимся в природном азоте в количестве 0,365%.

Методика применения стабильных изотопов сложнее, чем радиоактивных. Для определения их относительного содержания необходимо иметь специальные масс-спектрографы. Правда, в этом случае целью является не определение масс изотопов с большой точностью, но лишь нахождение их относительного содержания. Приборы, предназначенные для этого, много проще и дешевле.

В медицине пользуются избирательным биологическим действием ряда элементов. Так, например, иод после введения в организм концентрируется почти полностью и сравнительно быстро в щитовидной железе. Поэтому предпринимаются попытки лечить рак щитовидной железы при помощи J^{131} (β^-, $T=8,0$ дня, энергия 0,595 *Мэв*). Лечение производится «на месте», без попутного повреждения здоровых тканей. Этот же изотоп помогает в диагностике зоба.

Мы ограничим этими, к сожалению отрывочными, примерами перечень все растущего и в наши дни уже огромного круга применений радиоактивных излучений и меченых атомов в науке и народном хозяйстве.

§ 69. Термоядерные реакции

Термоядерные реакции — реакции синтеза атомных ядер, текущие при высоких температурах,— играют огромную роль в жизни вселенной, являясь основным источником энергии звезд. Большой интерес представляет и возможность реализации управляемых

термоядерных реакций, так как из всех известных науке превращений вещества, происходящих с выделением энергии, термоядерные реакции дают наибольшее ее количество на единицу массы используемого вещества. При образовании ядра гелия из двух дейтонов выделяется энергия, равная 24 *Мэв*. Зная массу дейтона, легко подсчитать, что в килограмме дейтерия содержится $1{,}50\cdot 10^{26}$ пар соединяющихся ядер. Энергия, которая выделилась бы при синтезе гелия из килограмма дейтерия, составляла бы, следовательно,

$$1{,}50\cdot 10^{26}\cdot 24 = 3{,}6\cdot 10^{27}\ \textit{Мэв} = 1{,}62\cdot 10^{8}\ \textit{квт-ч}.$$

В пересчете на дейтерий в обычной воде это дает примерно 6100 *квт-ч* за счет дейтерия, содержащегося в 1 литре воды.

Для сравнения укажем, что это количество энергии, которое выделяется при сжигании $\sim$672 литров бензина (а это требует еще около семи тонн кислорода).

Как велика температура, необходимая для быстрого течения термоядерной реакции? Для слияния дейтонов необходимо их сближение до расстояния $\sim 3\cdot 10^{-13}$ *см*. На этом расстоянии потенциальная энергия их взаимодействия, другими словами, работа, которую надо произвести для их сближения, равна

$$U = \frac{(4{,}8\cdot 10^{-10})^2}{3\cdot 10^{-13}}\left[\frac{г\cdot см^3}{сек^2\cdot см}\right] = 7{,}7\cdot 10^{-7}\ эрг = 4{,}8\cdot 10^{5}\ эв. \qquad (69.1)$$

Если эта работа производится двумя сталкивающимися дейтонами, то кинетическая энергия каждого должна составлять половину этой величины:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{1}{2}7{,}7\cdot 10^{-7} = \frac{3}{2}kT, \\ \text{откуда}\qquad & \\ &T \approx 2\cdot 10^{9}\,{}^\circ\text{K}, \end{aligned}\right\} \qquad (69.2)$$

т. е. для зажигания водородной бомбы необходима начальная температура в несколько миллиардов градусов.

В звездных недрах такие температуры развиваются лишь после длительной эволюции звезды, когда имевшийся в ее составе водород уже практически исчерпан. Термоядерные реакции в этих случаях связаны с превращениями средних и тяжелых элементов.

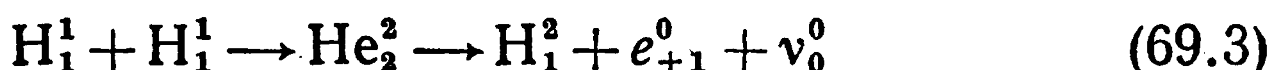
Особый интерес для нас представляют термоядерные реакции, протекающие на Солнце. Согласно современным представлениям Солнце богато водородом. Оценки содержания водорода различны, но даже по минимальным оценкам количество его составляет не менее 50% массы Солнца (равной $1{,}987\cdot 10^{30}$ *кг* $\approx 2\cdot 10^{30}$ *кг*). Температура центральной области Солнца заключена, по-видимому,

в пределах

$$1{,}2\cdot 10^7\,°K \leqslant T_{\odot} \leqslant 1{,}5\cdot 10^7\,°K.$$

При такой температуре все легкие элементы полностью ионизованы, так что вещество представляет собой плазму — смесь протонов, электронов, легких ядер (в основном гелия) и небольшого количества средних и тяжелых ядер.

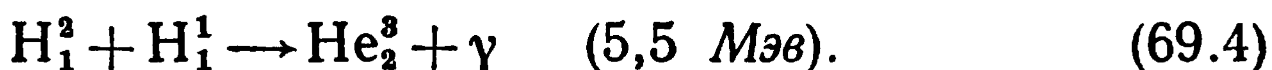
В этих условиях основной источник энергии связан с превращением водорода в гелий. В зависимости от температуры превращение H→He реализуется различными путями. При «низких» температурах $\sim 10^7$ °K доминируют реакции, при которых происходит непосредственный захват протонов протонами. При температурах $\sim 2\cdot 10^7$ °K основную роль играет реакция, при которой синтез гелия реализуется с помощью ядер углерода и азота. При температуре солнечных недр эти реакции конкурируют, обеспечивая в сумме светимость Солнца. Мы опишем коротко обе эти реакции в том порядке, в котором они были упомянуты. Заметим, что первый тип превращений может реализоваться рядом способов; мы опишем один из них. Началом реакции является прямой захват одного протона другим:



$$H_1^1 + H_1^1 \to He_2^2 \to H_1^2 + e_{+1}^0 + \nu_0^0 \qquad (69.3)$$

(ядро He_2^2 весьма неустойчиво, почти мгновенно превращается за счет позитронного распада в тяжелый водород).

Позитрон, сталкиваясь с электроном, превращается в излучение — «аннигилирует», так что энергия, уносимая позитроном, всегда в конечном итоге отдается в виде излучения. С учетом кинетической энергии позитрона, в среднем кванты излучения уносят 1,19 *Мэв* энергии. 0,25 *Мэв* уносится нейтрино. Далее реакция течет так:



$$H_1^2 + H_1^1 \to He_2^3 + \gamma \quad (5{,}5\ \text{Мэв}). \qquad (69.4)$$

В отличие от первой реакции, эта вторая идет весьма быстро, так что количество ядер тяжелого водорода в звездах неизмеримо мало. Далее, из всех возможных наиболее вероятна следующая реакция:

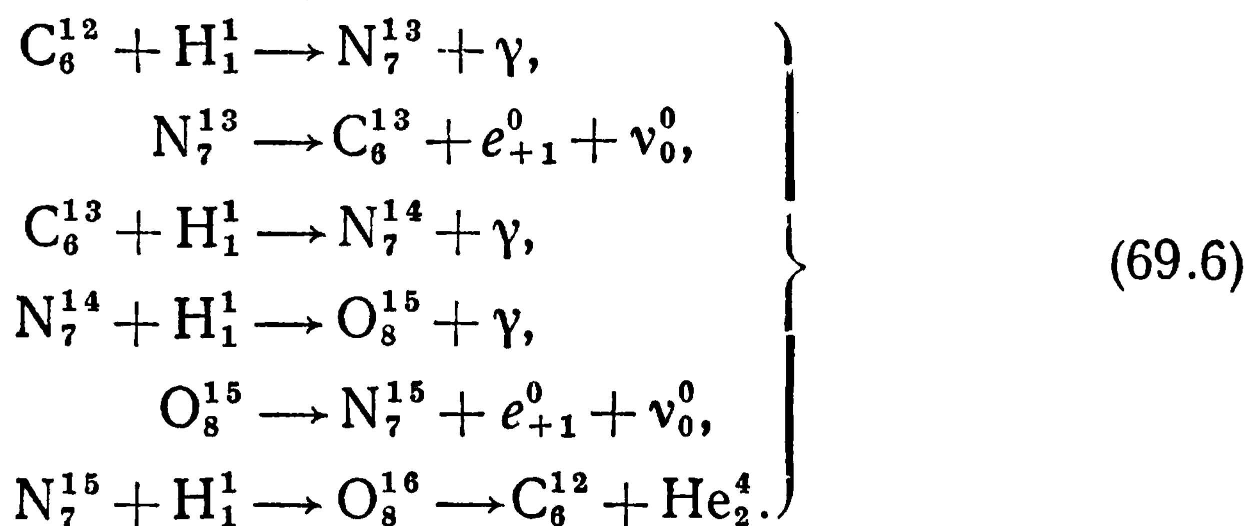


$$He_2^3 + He_2^3 \to He_2^4 + 2H_1^1 \quad (12{,}8\ \text{Мэв}). \qquad (69.5)$$

Таким образом, конечным продуктом реакции синтеза водородных ядер оказывается гелий.

Как уже указывалось, при более высокой температуре превращение водорода в гелий идет с помощью ядер-катализаторов (пользуясь терминологией химиков) — углерода и азота, помогающих этой реакции, но в конечном итоге не меняющихся в числе. Этот процесс, называемый часто углеродным циклом, был впервые рассмотрен Бете.

Цикл протекает следующим образом:



$$\left.\begin{aligned} C_6^{12}+H_1^1 &\to N_7^{13}+\gamma,\\ N_7^{13} &\to C_6^{13}+e_{+1}^0+\nu_0^0,\\ C_6^{13}+H_1^1 &\to N_7^{14}+\gamma,\\ N_7^{14}+H_1^1 &\to O_8^{15}+\gamma,\\ O_8^{15} &\to N_7^{15}+e_{+1}^0+\nu_0^0,\\ N_7^{15}+H_1^1 &\to O_8^{16}\to C_6^{12}+He_2^4. \end{aligned}\right\} \qquad (69.6)$$

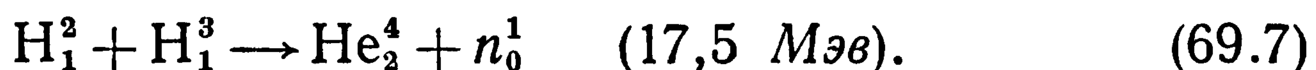
То обстоятельство, что в результате последней реакции не образуется кислород, объясняется следующим образом. Сумма масс $N_7^{15}+H_1^1$ значительно превышает массу O_8^{16}, излишек массы означает большой излишек энергии образовавшегося ядра, которая и высвобождается при делении O_8^{16} на C_6^{12} и He_2^4. Таким образом, ядро углерода восстанавливается. На четыре поглощенных в процессе реакции протона происходит два превращения протон→нейтрон (при позитронном распаде N_7^{13} и O_8^{15}). В результате из исходного материала — четырех протонов — получается одно ядро гелия. Из килограмма водорода получается в конечном итоге 993,0 *г* гелия. Сотые доли грамма уносятся нейтрино. Позитроны, аннигилируя с электронами, превращаются в излучение. Таким образом, суммарная масса излучения, возникающая при превращении одного килограмма водорода в гелий, составляет почти 7 *г*. Это отвечает энергии, равной примерно $1{,}75\cdot 10^8$ *квт-ч*: количество энергии, вырабатываемое Куйбышевской ГЭС за год (10^{10} *квт-ч*), можно получить за счет превращения в гелий 57 *кг* водорода,—количества, содержащегося в 43 ведрах воды.

Заметим, что Солнце испускает в секунду $4\cdot 10^6$ *т* излучения, что отвечает количеству энергии, которое Куйбышевская ГЭС могла бы выработать за 10 миллиардов лет. При массе Солнца $2\cdot 10^{33}$ *г* и минимальном возможном содержании водорода количество его достаточно, чтобы поддерживать постоянной светимость Солнца в течение десятков миллиардов лет. За все это время масса Солнца уменьшится за счет излучения света на величину, не превышающую 0,7%.

Сколько-нибудь уверенных сведений о процессе образования других элементов, кроме гелия, в том числе самых тяжелых, которые в наших условиях лишь распадаются, пока еще нет, и обсуждение выдвигаемых гипотез здесь невозможно. Единственное, что можно утверждать, это что тяжелые элементы образуются при температурах, достигающих миллиардов градусов.

Термоядерные реакции дают больший выход энергии на единицу массы «горючего», чем любые другие превращения вещества, в том числе и деление тяжелых ядер. Поэтому возможность реализации таких реакций искусственным путем представляет большой интерес.

Впервые искусственная термоядерная реакция была реализована в Советском Союзе в виде взрыва мощной водородной бомбы. Примерно через полгода аналогичный взрыв сумели осуществить в США. Как показал расчет, легче всего идет следующая реакция:



$$H_1^2 + H_1^3 \to He_2^4 + n_0^1 \quad (17{,}5\ \textit{Мэв}). \qquad (69.7)$$

Поэтому заряд водородной бомбы представляет собой смесь тяжелых изотопов водорода — дейтерия и трития. Высокая температура, необходимая для быстрого и эффективного протекания реакции, достигается взрывами одной или нескольких обычных атомных бомб, содержащихся в водородной бомбе в качестве взрывателей. Энергия, выделяющаяся при взрыве одной водородной бомбы, эквивалентна энергии взрыва десятков миллионов тонн обычных взрывчатых веществ.

Особый интерес представляет возможность получения энергии для народного хозяйства за счет управляемой термоядерной реакции.

В недрах звезд при температурах в десятки миллионов градусов реакция протекает весьма медленно — весь цикл превращения ядер длится сотни миллионов и даже миллиарды лет. Высокая температура в недрах звезд, где протекает реакция, сохраняется в силу малой теплопроводности огромной толщи вещества звезды, окружающей центральный очаг. В искусственных условиях такая теплоизоляция невозможна и высокая температура вещества, необходимая для того, чтобы реакция шла, может существовать лишь при условиях достаточно быстрого ее течения, т. е. большой отдачи энергии. Расчет показывает, что даже при использовании наиболее легко синтезируемых тяжелых изотопов водорода, выделение энергии будет покрывать ее убыль, т. е. температура, необходимая для поддержания реакции, будет сохраняться за счет самой реакции, при значениях, не меньших чем $3{,}3 \cdot 10^8\,^\circ K$. Таким образом, первая задача, решение которой еще предстоит, состоит в получении (не в условиях взрыва, конечно) температуры в 350 миллионов градусов по меньшей мере. Вторая задача состоит в том, чтобы обеспечить теплоизоляцию горячей плазмы от стенок прибора. Это необходимо не только для уменьшения потерь тепла, но и потому, что никакое вещество не может остаться твердым при температуре термоядерной реакции. Метод преодоления этой трудности был указан советскими учеными,

академиками А. Д. Сахаровым и И. Е. Таммом. Он состоит в том, чтобы изолировать весьма горячую плазму от стенок прибора с помощью магнитного поля.

Таким путем советским физикам удалось впервые превысить температуру в миллион градусов.

Высокая температура в плазме может быть получена при пропускании через нее очень мощного тока. При этом плазма будет почти полностью ионизована, в ней практически не будет содержаться нейтральных частиц. Магнитное поле вокруг канала, по которому течет ток, разогревающий плазму, имеет то же строение, как и магнитное поле обычного линейного тока (рис. 3.27). Заряженные частицы, из которых состоит плазма, при движении в сторону от канала разряда будут отклоняться этим магнитным полем

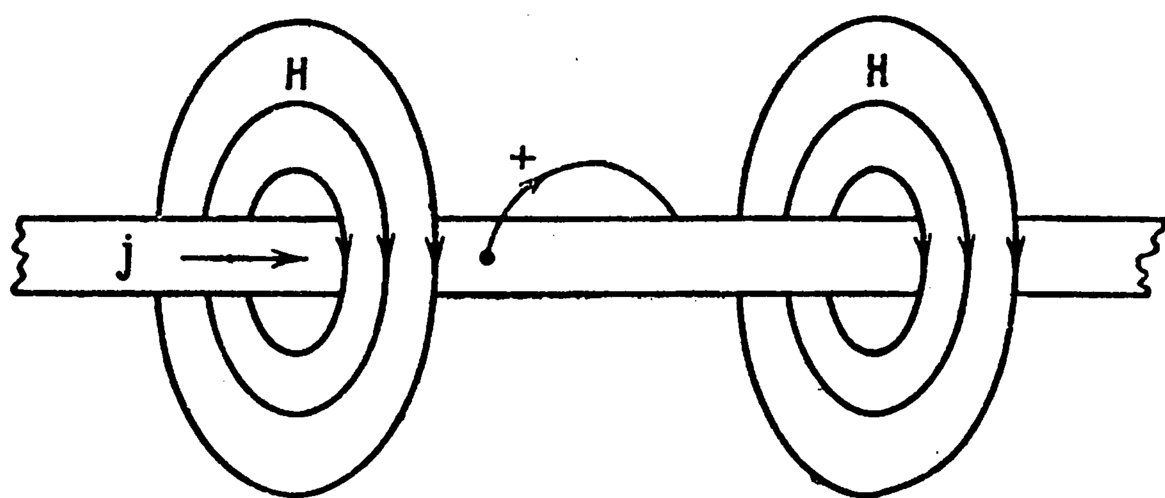


Рис. 3.27.

и возвращаться обратно. Тем самым стенки прибора защищаются от соприкосновения с частицами раскаленной плазмы, а последняя оберегается от связанных с этим потерь тепла.

При первых попытках реализовать эту идею импульс тока в сотни тысяч ампер (получаемый при разряде батарей мощных конденсаторов) пропускался через разреженный газ. Магнитное поле, возникающее вокруг канала разряда, быстро сжимало его.

По ряду признаков можно было судить, что в момент разряда температура плазмы достигала миллиона градусов — рекордной в лабораторных условиях величины, не достаточной, однако, для возникновения термоядерной реакции. Оказалось, что область разряда не устойчива. При быстром сжатии вещества магнитным полем возникает своеобразный гидравлический удар, разрушающий канал разряда. Кроме того, если даже исключить удар, все равно область разряда, удерживаемого собственным магнитным полем этого разряда, не является устойчивой. Возникающие деформации канала разряда (искривление, перетяжка или расширение) будут не сглаживаться, но, наоборот, увеличиваться. Это

объясняется увеличением давления со стороны магнитного поля повышенной напряженности (густоты силовых линий) и уменьшения давления поля уменьшенной напряженности. Предполагается, что область разряда может быть стабилизирована магнитным полем, параллельным оси разряда и созданным добавочным источником поля (рис. 3.28). Такое поле будет, во-первых, уменьшать скорость сжатия плазмы при возникновении разряда: при сжатии заряженные частицы будут тормозиться в своем движении к оси разряда. Тем самым будет устранен удар, разрушающий канал разряда. В отличие от собственного поля разряда, это внешнее магнитное поле будет, как это видно из рис. 3.28, выправлять искажения канала разряда. В области сжатия продольное магнитное поле будет создавать добавочное поперечное давление (рис. 3.28,*б*), в области искривления натяжение его будет стремиться выпрямить ось разряда (рис. 3.28,*в*).

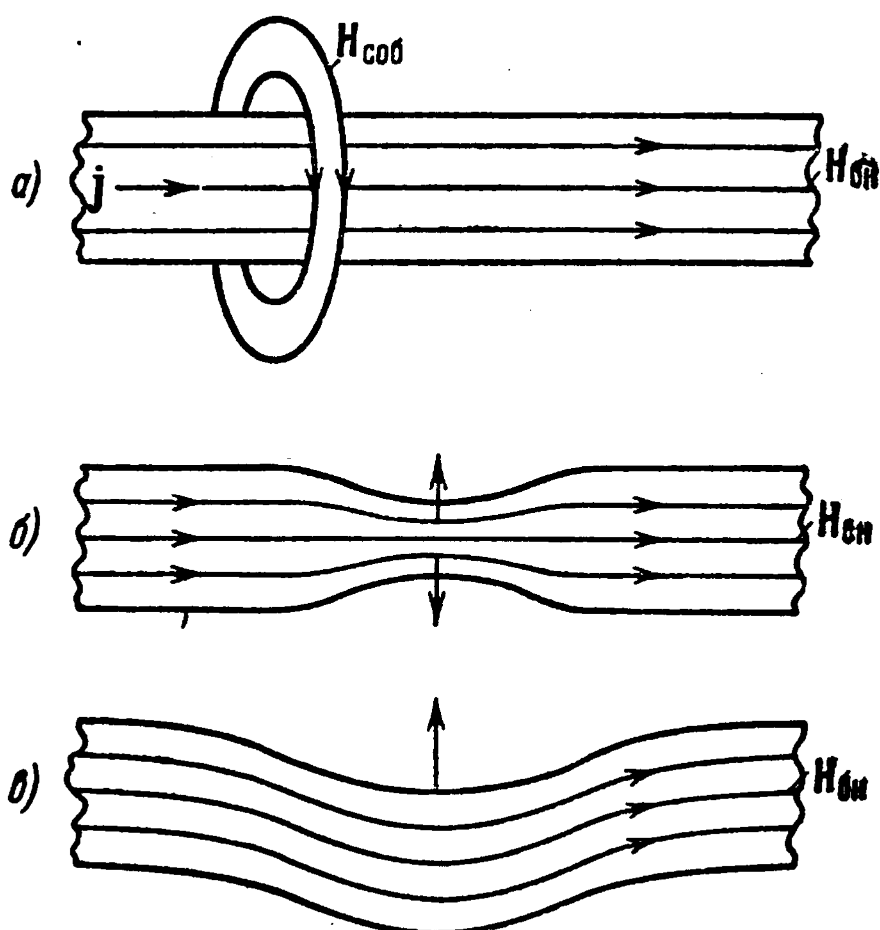


Рис. 3.28

Для того чтобы концы канала тока не соприкасались с электродами, следует создавать ток в виде кольца в тороидальной трубе. Вихревое электрическое поле создается переменным магнитным полем, направленным перпендикулярно к экваториальной плоскости тора. Как и в бетатроне, кольцо разряда является как бы витком обмотки трансформатора, в котором переменное магнитное поле индуктирует э. д. с. Стабилизирующее магнитное поле с линиями напряженности, параллельными оси тора, создается током в специальной обмотке, намотанной на торе и представляющей собой тороидальный соленоид. В такой установке английские физики достигли температуры плазмы в несколько миллионов градусов. В настоящее время в ряде стран, в том числе в СССР, Англии, США, ведутся интенсивные работы по овладению управляемыми термоядерными реакциями.

Большого успеха добились в 1964 г. советские физики, впервые получившие устойчивую плазму (удерживавшуюся порядка $\sim$0,01 *сек*!) с температурой около 10^7 °K.

Высказывается предположение, что, может быть, окажется возможным превратить энергию ядерного синтеза непосредственно

в электрическую энергию, минуя тепловую фазу. Такая возможность позволила бы избежать неприятного условия для к. п. д. машины, устанавливаемого вторым началом термодинамики. Указанную возможность предполагают реализовать так. Если бы удалось заставить плазму непрерывно пульсировать, то связанное с ней магнитное поле также периодически менялось бы и индуктировало бы в специальной обмотке переменную э. д. с., на что и тратилась бы вырабатываемая в процессе реакции энергия. Будущее, и, вероятно, ближайшее, покажет, каковы пути технической реализации всех этих идей.

ГЛАВА XIX

МИКРОЧАСТИЦЫ

§ 70. Проблема элементарности микрочастиц

До 1932 г. физики знали три элементарные частицы — электрон, протон и фотон. В 1956 г. уже было известно 30 «элементарных» частиц. В наши дни число известных микрочастиц конкурирует с числом элементов в таблице Менделеева и разобраться в этом изобилии отнюдь не просто. В предпоследней фразе термин «элементарных» мы взяли в кавычки, а в последней вовсе опустили его — в создавшейся ситуации, что́ собственно понимать под этим сло́вом?

«Элементарная» — логический антипод «сложной». Элементарные частицы — значит первичные, из которых состоят все другие, сложные, и которые сами не являются системой «еще более первичных» частиц.

В науке XIX в. роль элементарных частиц материи, из которых строилось любое вещество, играли атомы (о чем говорило само название — «неделимые»). С начала XX в. и до тридцатых годов элементарными считались известные тогда составные части атомов — электрон и протон. К сороковым годам был известен уже ряд превращений «элементарных» частиц. Тем не менее термин сохранился за ними, поскольку известные превращения (например, $p \leftrightarrow n$), казалось, нельзя было трактовать как превращения систем (см. § 63). И все же эта проблема возникает снова: слишком возросло число «элементарных» частиц, что само по себе ставит под сомнение их элементарность.

Если мы не хотим ограничиться простой констатацией факта существования десятков «элементарных» частиц и сотен превращений между ними, мы должны, очевидно, отказаться от представления об их элементарности, во всяком случае для подавляющего их числа. Вообще не исключено, что понятие элементарности не столько физическое, сколько историческое, преходящее. Условно, в определенных рамках, оно может сохранять свой смысл. Так, в рамках химии электрон, протон и нейтрон — элементарны, как неизменные составные части химических элементов. Сегодня

же физики предпочитают говорить о них просто как о микрочастицах.

Значит ли это, что мы вправе считать микрочастицы, или хотя бы часть их, просто системами, состоящими из каких-то первичных частиц? Уверенного ответа на этот вопрос пока нет. Это фронт современной физики, и мы можем лишь кратко осветить положение дел на нем.

Попытаемся, во-первых, установить возможный критерий элементарности.

Среди десятков известных микрочастиц всего несколько устойчивых, неспособных к самопроизвольным превращениям. Не являются ли они исходным строительным материалом всех других микрочастиц? Другими словами, не является ли устойчивость по отношению к самопроизвольным превращениям признаком элементарности?

Ядро дейтерия состоит из протона и нейтрона. Как частица, дейтон совершенно устойчив. В то же время составная часть дейтона, нейтрон, β^--радиоактивен, т. е. неустойчив. Этот пример показывает, что понятия устойчивости и элементарности — не тождественны.

В качестве предварительного определения примем следующее, принадлежащее Гелл-Манну, Розенфельду и Чу: «Частица не является элементарной, если все ее свойства могут быть в принципе рассчитаны в предположении, что она — составная».

К сожалению, теория микрочастиц развита недостаточно, чтобы можно было, применяя этот критерий, определить, является ли данная микрочастица элементарной или составной.

Естественно, что настоящая глава не может иметь законченного вида, но представляет лишь обзор известного, проблем и гипотез.

Мы начнем обзор современного состояния физики микрочастиц с рассмотрения известных взаимодействий между ними.

§ 71. Типы взаимодействий

В нашем курсе рассматривалось три типа различных по своей природе взаимодействий: гравитационное (т. I), электромагнитное (т. II) и ядерное (т. III). Эти три взаимодействия не исчерпывают всех ныне известных. Особое взаимодействие сказывается во всех процессах, в которых принимают участие нейтрино. Каковы особенности четырех перечисленных видов взаимодействия?

Наиболее сильным является взаимодействие между ядерными частицами («ядерные силы»; см. § 64). Это взаимодействие принято называть с и л ь н ы м. Уже отмечалось, что ядерные силы действуют лишь при весьма малых расстояниях между частицами: радиус действия порядка 10^{-13} *см*.

Следующим по величине является электромагнитное взаимодействие. Оно меньше сильного на два порядка. Но с расстоянием оно меняется медленнее, как $1/r^2$, так что радиус действия электромагнитных сил бесконечен.

Далее следует взаимодействие, обусловленное участием в реакциях нейтрино. По порядку величины эти взаимодействия меньше сильных в 10^{14} раз. Эти взаимодействия принято называть слабыми. По-видимому, радиус действия здесь такой же, как и в случае сильного взаимодействия.

Самое малое из известных взаимодействий — гравитационное. Оно меньше сильного на 39 порядков — в 10^{39} раз! С расстоянием гравитационные силы убывают столь же медленно, как и электромагнитные, так что их радиус действия также бесконечен. Чрезвычайная малость гравитационных сил позволяет игнорировать их в физике микрочастиц. Заметим, что по мнению многих физиков ситуация эта — временная.

Из сказанного следует также, почему в космосе основная роль принадлежит гравитационным взаимодействиям. Радиус действия сильных и слабых взаимодействий ничтожен. Электромагнитные взаимодействия играют ограниченную роль потому, что существуют электрические заряды двух знаков и заряженные частицы стремятся к образованию нейтральных систем, поле которых (за исключением порождаемого ими излучения) локализовано в них самих. Гравитационные «заряды» — массы — всегда одного и того же знака, гравитационные силы — всегда силы притяжения. Их нельзя скомпенсировать силой обратного знака, от них нельзя экранироваться. Отсюда — их доминирующая роль в космосе.

В соответствии с величиной сил взаимодействия отлично и время, необходимое для осуществления реакции, обусловленной этим взаимодействием. Так, для осуществления реакции, происходящей в результате сильного взаимодействия, требуется время порядка 10^{-23} *сек*. Действительно, в результате действия этих сил реакция успевает произойти при столкновении частиц больших энергий, относительная скорость которых близка к c. При такой скорости время, в течение которого частицы взаимодействуют, есть радиус действия ядерных сил, деленный на скорость света:

$$\sim 3\cdot 10^{-13}/3\cdot 10^{10} \approx 10^{-23} \text{ сек}.$$

Время, необходимое для осуществления процесса, реализуемого в результате электромагнитного взаимодействия, в соответствии с его величиной больше на два порядка, составляя $\sim 10^{-21}$ *сек*. Процессы, обусловленные слабым взаимодействием, требуют времени большего, чем в случае сильных, на 14 порядков, т. е. $\sim 10^{-9}$ *сек*.

Как мы уже отмечали, сейчас нельзя сказать, сказываются ли, и сколь существенно, гравитационные силы на самой структуре

микрочастиц. Но, по-видимому, можно утверждать, что в реакциях, обусловленных взаимодействиями частиц, гравитационные силы практически никакой роли не играют: как это видно из прилагаемой таблицы, характерное время слишком велико.

Типы взаимодействия	Относительная величина	Характерное время, *сек*
Сильное	1	10^{-23}
Электромагнитное	10^{-2}	10^{-21}
Слабое	10^{-14}	10^{-9}
Гравитационное	10^{-39}	10^{+16} ($\approx 3\cdot 10^8$ лет)

Перечисленные взаимодействия имеют, по-видимому, разную природу, т. е. не сводимы одно к другому. В настоящее время нет возможности судить, исчерпывают ли указанные взаимодействия все имеющиеся в природе.

С вопросом о взаимодействиях тесно связан вопрос о зарядах. Поясним его на примере хорошо известного электрического заряда.

Наличие электрических зарядов у частиц означает, что между этими частицами имеет место специфическое электромагнитное взаимодействие. Электрический заряд частицы выступает здесь как «константа связи», характеризуя взаимодействие частиц с электромагнитным полем и через него — друг с другом. Существенно, что электрические заряды удовлетворяют строгим законам сохранения *).

Можно предположить, что другим типам взаимодействий отвечают свои специфические «заряды», например сильному — ядерный или барионный заряд (понятие о барионном заряде было впервые введено Штюкельбергом в 1938 г.). Как показывает опыт, барионный заряд удовлетворяет строгому закону сохранения. В 1953 г. Зельдович ввел представление о строго сохраняющемся нейтринном заряде. Сейчас известны два типа нейтрино, так что, по-видимому, таких зарядов следует ввести два.

*) Заметим, что эти законы сохранения совершенно иной природы, чем законы сохранения энергии, импульса и момента импульса. Можно доказать совершенно строго, что закон сохранения энергии есть прямое следствие «однородности» времени (законы природы не меняются со временем). Из однородности пространства относительно переносов (независимость законов природы относительно сдвига начала координат) следует закон сохранения импульса. Наконец, из однородности пространства в смысле поворотов системы отсчета следует закон сохранения момента импульса. Закон сохранения электрического заряда имеет другую природу. Мы будем говорить в дальнейшем о законе сохранения электрического и других зарядов как о прямых следствиях опыта.

Из закона сохранения зарядов следует, что заряженная частица не может возникнуть без того, чтобы не возникла другая с зарядами обратных знаков (так, чтобы суммарный заряд всей системы частиц не менялся). Примером такой реакции является превращение нейтрона в протон (см. § 62). При этом рождаются еще две частицы — электрон и нейтрино. Электрический заряд (не говоря пока что о других) при этом превращении сохраняется. Точно так же сохраняется он при превращении фотона в пару электрон — позитрон (см. § 59) или при рождении такой же «пары» в результате столкновения двух электронов.

Подобных реакций, притом для частиц самой различной природы, известно сейчас множество. Частицы таких пар обладают всегда тождественными массами покоя, спинами, если они неустойчивы — средним временем жизни. Но знаки всех зарядов компонент пары — обратны. В таких парах одна частица является античастицей по отношению к другой (какую назвать частицей, какую античастицей — безразлично).

При столкновении частицы и античастицы они могут взаимно уничтожиться — «аннигилировать». При этом соблюдаются, конечно, все известные законы сохранения — энергии, импульса, момента импульса (при аннигиляции пары закон сохранения зарядов выполняется автоматически).

Для рождения пары электрон — позитрон необходимо израсходовать энергию, не меньшую суммы собственных энергий этих частиц, т. е. $\sim 10^6$ *эв*. При аннигиляции такой пары эта энергия (а если есть — и кинетическая), а также импульс и момент импульса (спины компонент пары) отдаются либо с порождаемым при аннигиляции излучением, либо распределяются среди других частиц. Электрон и протон не могут родиться в паре или аннигилировать, ибо такой переход означал бы нарушение закона сохранения барионного заряда.

Связь природы частиц и античастиц сейчас хорошо известна. Мы рассмотрим ее в следующем параграфе.

§ 72. Частицы и античастицы

Уравнение Шредингера (47.21) описывает микрочастицы любой природы в ньютоновом приближении, т. е. без учета требований теории относительности. Можно показать, что эти уравнения переходят в уравнения обычной механики Ньютона в предельном случае, когда величиной постоянной Планка можно пренебречь ($\hbar \to 0$). Величины, характеризующие частицу (масса, заряд), вводятся в уравнение, но не следуют из него. Когда был открыт спин электрона, Паули ввел его в уравнение Шредингера таким же образом, добавив к оператору энергии член, учитывающий

энергию взаимодействия магнитного спинового момента электрона с магнитным полем. Однако вскоре ситуация радикально изменилась.

В 1928 г. английский физик П. А. Дирак показал, какой вид должно иметь уравнение микрочастицы, удовлетворяющее требованиям теории относительности. Оказалось, что в уравнение Дирака спин вводить не нужно — его существование и величина следуют автоматически из самого уравнения. В дальнейшем выяснилось также, что возможны релятивистские волновые уравнения разной формы, отвечающие различным значениям спинов частиц. Уравнение Дирака оказалось применимым как раз к электрону.

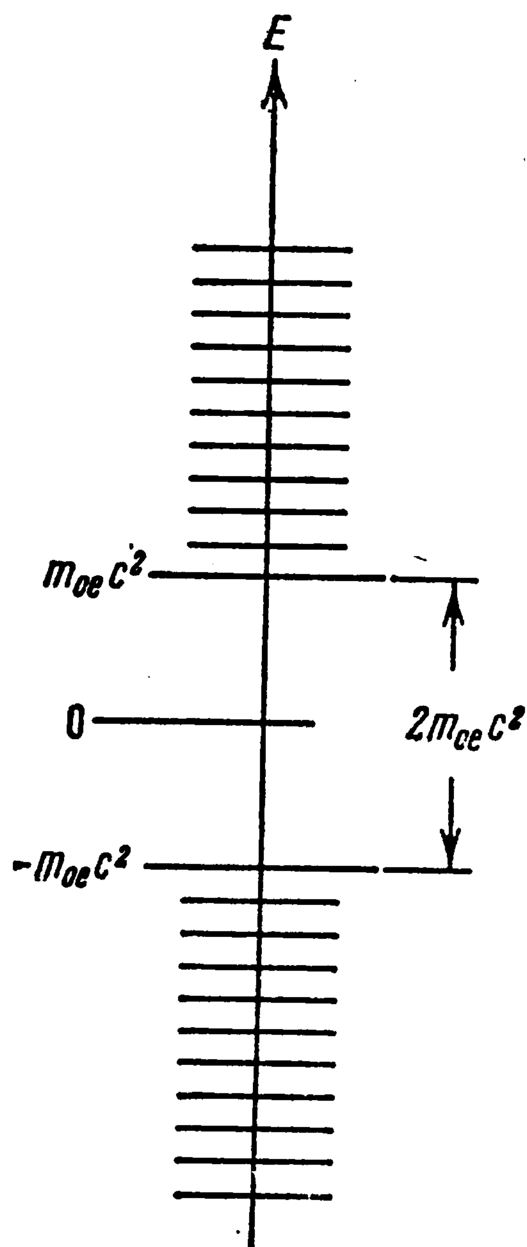


Рис. 3.29.

При решении уравнения Дирака для свободного электрона выяснилось удивительное обстоятельство. Наряду с решениями, отвечающими положительной полной энергии свободной частицы (см. (29.15)) $E=+\frac{m_{0e}c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$, меняющейся в пределах $m_{0e}c^2 \leqslant E \leqslant +\infty$, имеются решения с отрицательной энергией, которая может иметь значения $E=-\frac{m_{0e}c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$, т. е. может иметь любые значения в пределах $-\infty \leqslant E \leqslant -m_{0e}c^2$.

Энергия свободного электрона может принимать значения, показанные на рис. 3.29: от $-\infty$ до $-m_{0e}c^2$ и затем от $+m_{0e}c^2$ до $+\infty$. Свободные электроны с отрицательной энергией никогда не наблюдались. Первые попытки обойти эту трудность состояли в том, чтобы просто исключить такие решения уравнения, как не имеющие физического смысла. Было ясно, почему в классической физике такая трудность не возникает. В классической физике все величины, энергия в том числе, меняются непрерывно. Уменьшение энергии может происходить только до $+m_{0e}c^2$. Дальнейшее уменьшение может произойти только скачком, на величину, не меньшую $2m_{0e}c^2$ (от $+m_{0e}c^2$ до $-m_{0e}c^2$, что для электрона составляет 1,024 *Мэв*), а скачкообразных изменений величин в классической физике нет. Но в квантовой механике скачкообразные переходы существуют и так просто отказаться от удивительных состояний с $E<0$ нельзя. Более того, попытка исключить их из рассмотрения, исключив переходы в состояния с $E<0$,

привела к противоречию теории и опыта. При расчете сложных процессов учет возможности таких состояний приводит к соответствию теории с опытом. Поэтому состояния с $E<0$ отбросить нельзя, но следует найти правильную их интерпретацию. Возможны две интерпретации этих состояний.

1. Первая интерпретация этих состояний была предложена Дираком в 1932 г.

Согласно представлениям Дирака изменение знака энергии свободного электрона обусловлено изменением знака его массы покоя m_{0e}. Свойства частицы с отрицательной массой покоя совершенно необычны. Так, например, при $m_{0e}<0$ вектор скорости частицы и вектор ее импульса направлены всегда в противоположные стороны!

Такие частицы никогда не наблюдались. Дирак преодолевает эту трудность с помощью следующего рассуждения.

Электроны подчиняются запрету Паули — в каждом состоянии может находиться только один электрон. Предположим, что все состояния, отвечающие отрицательным энергиям свободных электронов, заняты. Такое распределение электронов, отвечающее вакууму, показано на рис. 3.30. Оно относится к *каждой* точке пространства. Это означает, что в каждой точке пространства должна быть бесконечно большая плотность электронов с отрицательной массой покоя, а значит, и бесконечно большой отрицательный электрический заряд. Однако это удивительное распределение электронов ускользает от *непосредственного* наблюдения: ведь плотность этих «вакуумных» электронов совершенно одинакова во всех точках пространства. Отдельные точки пространства в этом смысле будут совершенно тождественны, а следовательно, физически неразличимы. Как это будет видно из дальнейшего, наличие вакуумных электронов приведет к ряду очень важных следствий.

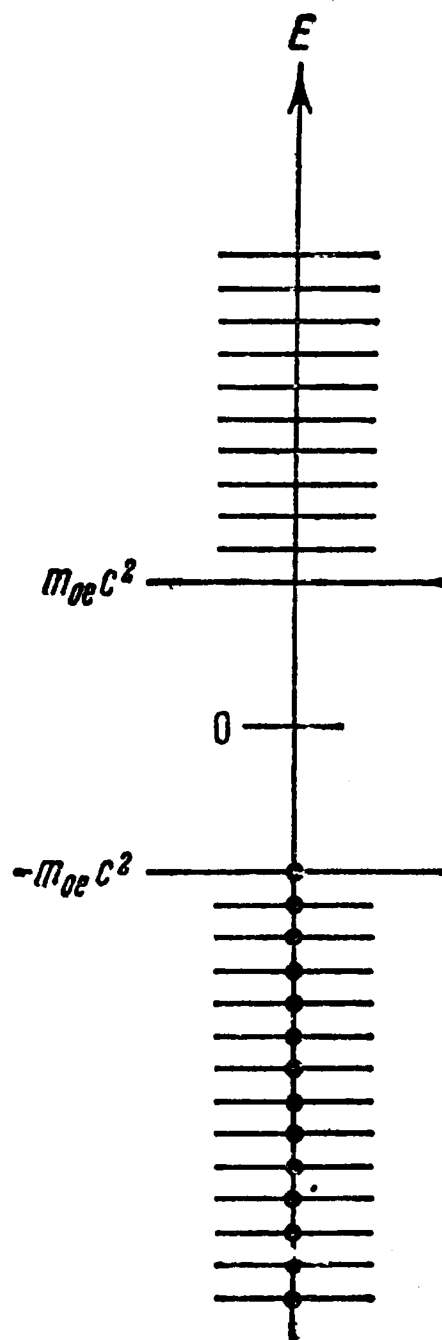


Рис. 3.30.

Таким образом, согласно Дираку, вакуум означает не отсутствие электронов, но такое их распределение, при котором все состояния с положительной собственной энергией $m_e c^2 = \frac{m_{0e}c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$ вакантны, а все состояния с отрицательной собственной энергией $m_e c^2 = \frac{-m_0 c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$ заняты.

Если в результате какого-либо взаимодействия один из этих вакуумных электронов получит достаточную энергию (превышающую $2m_{0e}c^2$ (рис. 3.31)), то он перейдет в состояние с положительной энергией. Следовательно, после перехода появится:

1) один обычный электрон с положительной энергией;

2) неоднородность в распределении «вакуумных» электронов— одно из мест окажется вакантным. Такая неоднородность в их распределении, или, согласно принятой терминологии, «дырка», будет наблюдаема. Отсутствие отрицательной массы будет проявляться как наличие равной ей по величине положительной массы. Отсутствие отрицательного заряда будет эквивалентно наличию положительного заряда такой же величины. Следовательно, «дырка» в распределении вакуумных электронов будет обладать свойствами обычной частицы с положительной массой покоя, равной массе покоя электрона, но с обратным по знаку зарядом, т. е. свойствами позитрона.

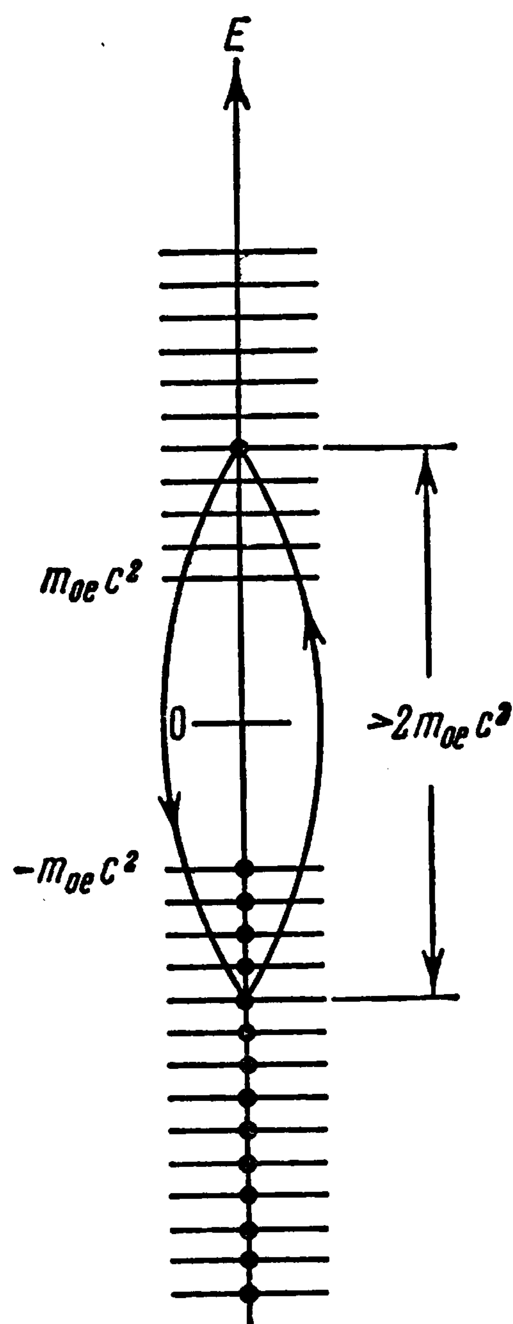


Рис. 3.31.

Таким образом, описанный процесс, при котором один из вакуумных электронов переходит в обычное состояние, означает возникновение пары электрон — позитрон. Заметим, что собственная энергия каждой из этих частиц равна $m_{0e}c^2$ и, следовательно, для образования пары необходима энергия, не меньшая $2m_{0e}c^2$. Но именно такая энергия и должна быть затрачена, по Дираку, для «подъема» вакуумного электрона, как это видно из рис. 3.31 (стрелка справа).

Обратный переход показан на том же рис. 3.31 (стрелка слева). При таком переходе обычный электрон замещает дырку в распределении вакуумных электронов. Следовательно, он «исчезает» (как наблюдаемая частица), а вместе с ним исчезает и неоднородность в распределении вакуумных электронов — дырка, т. е. позитрон.

Этот процесс наблюдается как аннигиляция пары. Как видно из рисунка, процесс связан с выделением энергии $>2m_{0e}c^2$. При отсутствии других частиц эта энергия отдается в виде двух или трех фотонов (в зависимости от относительного направления спинов аннигилирующих частиц).

Интерпретация состояний свободной частицы с отрицательной собственной энергией, данная Дираком, показала связь этих состояний с существованием «антиэлектрона» или позитрона, открытого экспериментально в 1932 г. Однако эта интерпретация приводит к ряду трудностей и, как это будет видно из дальнейшего, непоследовательна.

В числе этих трудностей — бесконечная энергия взаимодействия каждой реальной частицы со всеми вакуумными электронами. Пренебречь этим взаимодействием нельзя, ибо только оно и ответственно за переходы вакуумных электронов, трактуемые как образование пар. Поэтому расчет любого реального процесса такого типа связан с необходимостью исключения бесконечностей, лишенных физического смысла.

Следует иметь в виду, что античастицы есть не только у электронов. *Античастицы существуют у всех без исключения микрочастиц* *). Следовательно, для объяснения существования ныне уже открытых антипротона, антинейтрона и многих других античастиц следовало бы предположить, что в каждой точке свободного от обычных частиц пространства — вакуума — имеется бесконечная плотность не только электронов отрицательной собственной энергии, но и подобных протонов, нейтронов и всех прочих частиц.

Но даже столь удивительное предположение (со всеми вытекающими из него трудностями, представление о которых дано в приведенном выше примере) не дает единой картины для трактовки античастиц: ведь целый ряд частиц не подчиняется запрету Паули, следовательно, для них не существует понятия «занятого состояния», так что существование у них античастиц приходится объяснять иначе.

2. Вторая интерпретация (а из дальнейшего будет видно, что возможны лишь две) была предложена в 1940 г. автором этих строк. Она основана на более последовательном, чем у Дирака, использовании релятивистских представлений, с которых мы и начнем.

В § 29 было показано, что масса частицы не является постоянной величиной, но зависит от скорости частицы v по отношению к выбранной системе отсчета: $m_e = \frac{m_{0e}}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$. Следовательно, импульс частицы имеет вид

$$\mathbf{p}_e = m_e \frac{d\mathbf{r}}{dt} = \frac{m_{0e}}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \cdot \frac{d\mathbf{r}}{dt}. \qquad (72.1)$$

Введем теперь вместо времени t выбранной по произволу инер-

*) Лишь у некоторых (не всех!) абсолютно нейтральных частиц античастица тождественна с частицей; см. далее § 73.

циальной системы отсчета другое время — «собственное время электрона». Это — время в системе отсчета, которую следует представлять себе жестко связанной с электроном (иначе говоря, в такой подвижной системе отсчета, по отношению к которой электрон всегда покоится). Конечно, такая система отсчета неинерциальна, однако за бесконечно малое время dt изменением скорости можно пренебречь, считая, что в течение времени dt система инерциальна. В следующий момент времени нашей ускоренной системе отвечает, опять-таки на мгновение, другая инерциальная система, и т. д. Это означает, что соотношение между временами исходной инерциальной системы отсчета и собственной системы электрона, т. е. между временем t и собственным временем электрона, которое мы обозначим через τ, следует писать не для конечных промежутков времени, но для бесконечно малых dt и $d\tau$. Согласно (27.5) имеем

$$d\tau = \sqrt{1 - v^2/c^2}\, dt, \tag{72.2}$$

где v — скорость электрона по отношению к выбранной системе отсчета (v может быть и переменной величиной).

Обратим теперь внимание на то, что в знаменателе формулы (72.1) стоит как раз величина (72.2), так что выражение для импульса электрона можно переписать так:

$$\mathbf{P}_e = \frac{m_{0e} d\mathbf{r}}{\sqrt{1-v^2/c^2}\, dt} = m_{0e} \frac{d\mathbf{r}}{d\tau}. \tag{72.3}$$

Подчеркнем, что m_{0e} здесь уже не переменная масса, но неизменная величина — «инвариант» — масса покоя электрона. Итак: *импульс частицы есть произведение ее массы покоя и производной от ее радиуса-вектора по собственному времени.*

Обратимся теперь к релятивистскому выражению для собственной энергии электрона (т. е. энергии, не содержащей величин, отвечающих взаимодействию с другими частицами), включающей энергию покоя и кинетическую энергию (см. (29.15) и (29.16)):

$$E = m_e c^2 = \frac{m_{0e} c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \tag{72.4}$$

Из формулы (72.2) следует, что

$$\frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = \frac{dt}{d\tau}. \tag{72.5}$$

Вводя новую величину, имеющую размерность импульса: $p_t = \frac{E}{c}$, можем, воспользовавшись (72.5), переписать (72.4) так:

$$p_t = \frac{E}{c} = \frac{m_{0e} c}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = m_{0e} \frac{dct}{d\tau}. \tag{72.6}$$

Формулы (72.3) и (72.6) показывают, что можно ввести два четырехмерных вектора:

четырехмерный радиус-вектор частицы R с составляющими

$$\mathbf{R} \longrightarrow (ct,\ x,\ y,\ z) \tag{72.7}$$

(все составляющие R, в том числе ct, имеют размерность длины);

четырехмерный вектор импульса частицы P с составляющими

$$\mathbf{P} \longrightarrow \left(p_t = \frac{E}{c},\ p_x,\ p_y,\ p_z \right) \tag{72.8}$$

(составляющая p_t также имеет размерность импульса), причем четырехмерный импульс выражается через четырехмерный радиус-вектор так:

$$\mathbf{P} = m_{0e} \frac{d\mathbf{R}}{d\tau}. \tag{72.9}$$

Таким образом, в теории относительности энергия (деленная на c) представляет собой одну из составляющих (временну́ю) четырехмерного вектора импульса и должна трактоваться в соответствии с этим. Подчеркнем еще раз, что величина m_{0e} есть инвариант — масса покоя частицы, которая не меняется ни по величине, ни по знаку, т. е. всегда положительна.

Рассмотрим две составляющие четырехмерного вектора импульса

$$p_t = \frac{E}{c} = m_{0e} \frac{dc\,t}{d\tau}$$

и (72.10)

$$p_x = m_{0e} \frac{dx}{d\tau}.$$

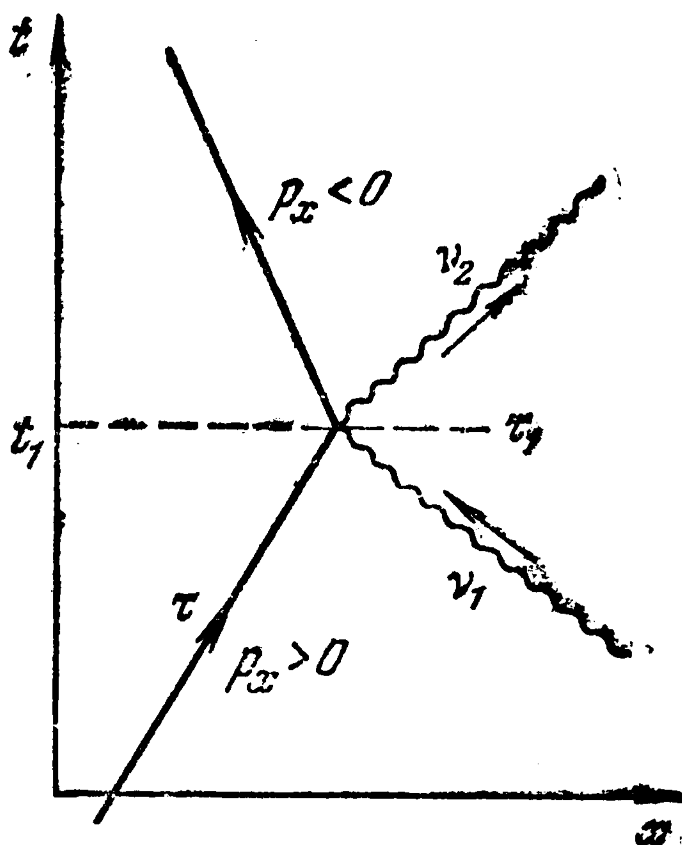


Рис. 3.32.

Посмотрим, что означает изменение знака составляющей p_x, с тем, чтобы проанализировать, нельзя ли трактовать изменение знака составляющей p_t, т. е. энергии, аналогичным образом?

На рис. 3.32 представлен график движения электрона (на языке математика, создавшего геометрию теории относительности — Минковского — «мировая линия» электрона) для случая, когда p_x меняет знак. Направление возрастания собственного времени электрона τ показано на его мировой линии стрелками.

Пусть до момента времени $\tau=\tau_1$ (соответственно $t=t_1$) частица движется вдоль оси x в положительном направлении, так что

$$\text{при} \quad \tau<\tau_1 \quad p_x=m_{0e}\frac{dx}{d\tau}>0, \quad \text{т. е.} \quad \frac{dx}{d\tau}>0, \qquad (72.10\text{а})$$

а после этого момента начинает двигаться обратно, так что с ростом τ координата x убывает:

$$\text{при} \quad \tau>\tau_1 \quad p_x=m_{0e}\frac{dx}{d\tau}<0, \quad \text{т. е.} \quad \frac{dx}{d\tau}<0. \qquad (72.10\text{б})$$

Рассматриваемая величина p_x состоит из двух множителей, m_{0e} и $\frac{dx}{d\tau}$. Формально изменение знака p_x может быть обусловлено изменением знака любого из них. Но m_{0e}, как уже подчеркивалось, есть инвариант, а вторая возможность, как показывает рассмотренный пример, имеет разумный физический смысл. Такое изменение состояния электрона может произойти в результате столкновения с фотоном (частота до столкновения ν_1, после столкновения ν_2). Падающий и рассеянный фотоны показаны на графике волнистыми линиями. Процесс этот хорошо известен и носит название эффекта Комптона (см. § 37).

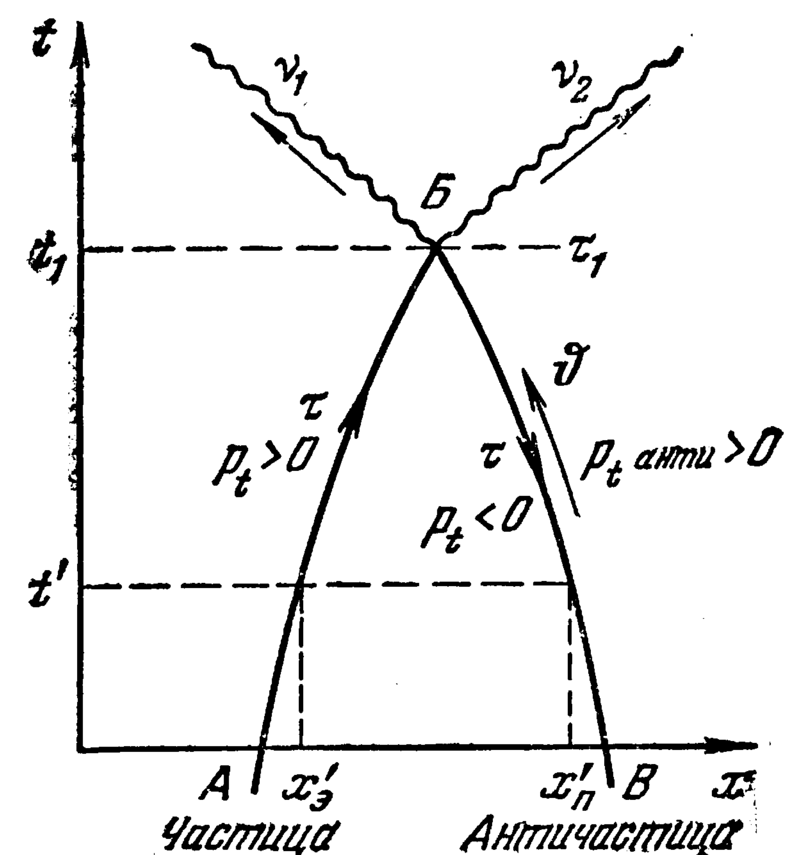


Рис. 3.33.

Перейдем теперь к случаю, когда меняет знак временна́я составляющая четырехмерного импульса $p_t=\frac{E}{c}$. Она также представлена произведением двух сомножителей, и Дирак относит изменения знака p_t к первому из них — m_{0e}. Это предположение противоречит теории относительности, согласно которой m_{0e} есть инвариант.

Мы считаем, что изменение знака $p_t=m_{0e}\frac{dct}{d\tau}$ обусловлено изменением знака второго сомножителя, т. е. $\frac{dt}{d\tau}$. Этот путь отвечает духу теории относительности, так как изменения знаков p_x и p_t объясняются одинаково. Как видно из сказанного, других трактовок, кроме дираковской и нашей, быть не может.

На рис. 3.33 представлена мировая линия частицы, у которой в момент собственного времени τ_1 составляющая p_t меняет знак.

На отрезке $A \to Б$, т. е. при $\tau < \tau_1$, энергия частицы, а значит, и p_t, положительны:

$$\text{при} \quad \tau < \tau_1 \quad p_t = \frac{E}{c} = m_{0e}\frac{dct}{d\tau} > 0, \quad \text{т. е.} \quad \frac{dt}{d\tau} > 0. \qquad (72.11а)$$

Это значит, что с ростом собственного времени τ «координата» t, т. е. время инерциальной системы отсчета, также растет, достигая при $\tau = \tau_1$ значения $t = t_1$.

В точке $Б$ величины p_t, а значит, $\frac{dt}{d\tau}$, меняют знак, становясь отрицательными:

$$\text{при} \quad \tau > \tau_1 \quad p_t = \frac{E}{c} = m_{0e}\frac{dc\,t}{d\tau} < 0, \quad \text{т. е.} \quad \frac{dt}{d\tau} < 0. \qquad (72.11б)$$

Это означает, что движение частицы происходит так, что с р о с т о м с о б с т в е н н о г о в р е м е н и ч а с т и ц ы τ в р е м я t у б ы в а е т. На рис. 3.33 это отвечает участку графика $Б \to В$.

В случае изменения знака p_x (рис. 3.32) частица до момента τ_1 двигалась вдоль оси x, а затем попятно.

В случае изменения знака E, т. е. p_t (рис. 3.33), частица двигалась так, что до момента τ_1 с ростом τ росло и t. Начиная с τ_1 росту τ отвечает уменьшение t, т. е. ч а с т и ц а н а ч и н а е т д в и г а т ь с я в о в р е м е н и в о б р а т н о м н а п р а в л е н и и, п о п я т н о, н е в б у д у щ е е, н о в п р о ш л о е.

Толкование полученной картины связано с одной особенностью. В первом случае (изменение знака p_x) мы могли бы сопутствовать электрону в его движении, двигаясь сначала вдоль оси x, а затем в обратном направлении. Во втором случае «сесть верхом на электрон» уже невозможно — человек лишен возможности двигаться во времени вспять (пока что мы примем это как опытный факт; ниже мы д о к а ж е м невозможность «машины времени» не только для человека, но даже для простейших систем частиц).

Для частицы последовательность состояний — $A \to Б \to В$. На первом участке графика $A \to Б$ мы можем изучать события в жизни частицы в той же последовательности. На втором участке мы вынуждены изучать события в жизни частицы с ростом нашего времени t, т. е. в последовательности $В \to Б$ (для частицы эта последовательность событий — перевернутая: росту τ отвечает последовательность $Б \to В$). Результат будет такой же, как и при просмотре кинофильма в обратном направлении. Так, если события состояли в движении электрона между обкладками конденсатора, то нормальная их последовательность — ускорение, направленное от отрицательно заряженной обкладки к положительно заряженной. При просмотре фильма в обратном направлении мы обнаружим, что ускорение имеет обратное направление.

Это отвечает движению частицы, несущей положительный заряд!

Итак, участок мировой линии $A \to Б$ мы интерпретируем как движение электрона, участок $В \to Б$ — как движение позитрона. В любой момент времени $t < t_1$ наблюдаются д в е частицы. Так, в момент $t = t'$ электрон находится в точках $x'_э$, позитрон — в точке $x'_п$. Далее с ростом t частицы сближаются, в момент времени $t = t_1$ сталкиваются и при $t > t_1$ уже не наблюдаются: *произошла аннигиляция пары электрон — позитрон.* В силу законов сохранения такой процесс сопровождается испусканием фотонов, показанных на графике волнистыми линиями.

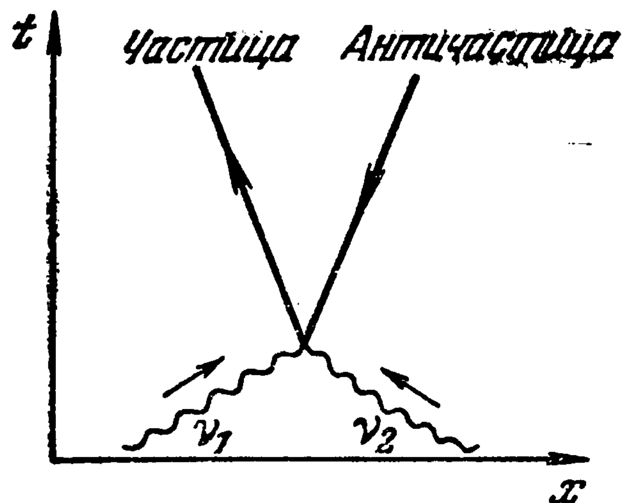


Рис. 3.34.

Позитрон на участке $В \to Б$ имеет п о л о ж и т е л ь н у ю энергию. В этом легко убедиться, если ввести собственное время позитрона ϑ, текущее в направлении, обратном собственному времени электрона, так, что $d\vartheta = -d\tau$. Поскольку $E_э = m_{0e}c^2 \frac{dt}{d\tau} < 0$, то $E_п = m_{0e}c^2 \frac{dt}{d\vartheta} > 0$.

Обратный процесс — образование пары при столкновении двух фотонов — показан на рис. 3.34. В отличие от дираковской, в нашей интерпретации вакуум есть вакуум — никаких ненаблюдаемых частиц в нем нет. *Античастица есть обычная частица, обладающая отрицательной собственной энергией и, следовательно, движущаяся во времени попятно.* Мы наблюдаем ее в соответствии с течением нашего времени, интерпретируя как античастицу с *положительной энергией и зарядами* (электрическим и другими) *обратных знаков по сравнению с зарядами частицы.* Частицы совершенно равноправны: *электрон есть антипозитрон.* Наконец, *эта интерпретация не связана с запретом Паули и равно применима ко всем без исключения микрочастицам.*

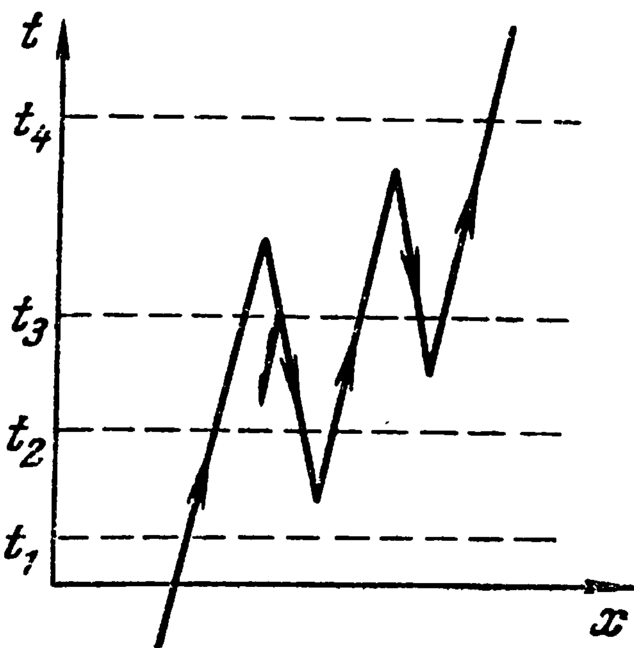


Рис. 3.35.

Рис. 3.35 показывает, что число частиц может меняться, в то время как заряды системы строго сохраняются. Так, если это график электрически заряженной частицы, то при $t = t_1$ имеется одна частица, при $t = t_2$ — две частицы и античастица (суммарный

заряд тот же), при $t=t_3$—три частицы и две античастицы (опять тот же заряд), при $t=t_4$—вновь одна частица и т. д. Фотоны, связанные с рождением и аннигиляцией пар, не показаны.

В § 27 было показано, что теория относительности в принципе позволяет путешествие в сколь угодно далекое будущее. Покажем теперь на простом примере, что путешествие в прошлое (для систем!) невозможно. Будем доказывать от противного. Представим себе, что уэллсовский «путешественник во времени» существует и мы начинаем наблюдать за ним в 11 часов дня. В 12 часов путешественник отправляется во времени вспять и, следовательно, возвращается опять к 11 часам. Значит, от одиннадцати до двенадцати часов мы должны видеть двух: путешественника и его антипода, нацело состоящего из античастиц. После отправления вспять, т. е. после 12, исчезнут оба. Но что должно произойти в 12 часов?

Постепенно сближаясь, путешественник и его антипод должны к 12 часам точно совместиться один с другим — совершенно точно *каждая частица со своей античастицей*. В 12 часов все без исключения частицы аннигилируют со своими античастицами. Совершенно очевидно, что ни такое совмещение системы с антисистемой, ни одновременная аннигиляция всех пар невозможны. Аннигиляция начнется «раньше чем нужно» — при первом соприкосновении системы и антисистемы. А выделяемая при этом энергия разрушит то, что осталось, ибо у систем энергия связи между частицами на несколько порядков меньше, чем собственная энергия частиц, выделяемая при аннигиляции.

Если микрочастицы состоят из каких-то простейших частиц, то последнее замечание к ним не относится, что и определяет их качественное отличие от обычных систем: энергия связи этих простейших в устойчивой микрочастице должна быть больше (и, по-видимому, намного больше), чем собственная энергия получившейся микрочастицы. Это и позволяет микрочастицам менять направление движения во времени, не рассыпаясь.

Заметим, наконец, что возможность отправляться во времени вспять «не дает микрочастицам никаких преимуществ». Человек, совершив ошибку и убедившись в этом, мог бы вернуться вспять во времени с тем, чтобы эту ошибку не повторить. Но микрочастица «не обладает памятью», на ней не фиксируется никакая информация: ни одна из ее характеристик (масса покоя, заряды, спин) не меняются в результате перенесенных ею испытаний. Микрочастицы не стареют и никакой информации «в памяти» не накапливают. Следовательно, для микрочастиц смысл времени иной, чем для макросистем.

Превращения частиц не исчерпываются рождением и аннигиляцией пар. Иного типа, например, известное уже нам превращение $n \to p+e+\tilde{\nu}_e$. Эти превращения описаны в следующем параграфе.

§ 73. Превращения микрочастиц

За одним-единственным исключением (второй тип нейтрино), все еще не описанные нами частицы обладают большой массой покоя и неустойчивы. Они рождаются при соударениях частиц высокой энергии. Впервые такие частицы были обнаружены при изучении космических лучей, на природе которых мы коротко остановимся.

Космические лучи представляют собой поток частиц большой энергии (от 10^9 до 10^{18} *эв* на частицу), приходящих на Землю из космического пространства. Впервые они были обнаружены по вызываемой ими ионизации, а значит, и проводимости сухого воздуха, растущей с подъемом от поверхности Земли. В энергетическом балансе Земли космические лучи никакой роли не играют, так как количество частиц невелико. Интерес представляет их происхождение и те процессы, которые разыгрываются в результате их столкновений с атомами земной атмосферы: в лабораторных условиях еще не достигнут предел в 10^{12} *эв* на частицу, в то время когда среди космических частиц имеются обладающие в миллион раз большей энергией.

Согласно современным гипотезам исходным источником космических частиц является феномен «сверхновых» (В. Л. Гинзбург и др.) — гигантские взрывы звезд, при которых их светимость в течение нескольких десятков часов возрастает в 10^5—10^7 раз, убывая затем до обычного уровня за несколько лет. По-видимому, при таких взрывах звезда выбрасывает огромные количества самых различных частиц — электронов, протонов, ядер различных масс, с энергией до 10^{10} *эв*. Дальнейшая судьба электронов и тяжелых частиц различна.

В космическом пространстве имеются гигантские облака холодного межзвездного газа, с которым связано слабое магнитное поле. Отклоняясь в этом поле, электроны испускают тормозное излучение (см. т. II, § 53) очень малой частоты — радиоизлучение. На это радиоизлучение и расходуется постепенно энергия электронов. Протоны и тяжелые ядра, обладая большой массой, испытывают в этих же условиях столь малые ускорения, что энергии на тормозное излучение практически не теряют. Как показал впервые Э. Ферми, в результате многочисленных взаимодействий с магнитными полями межзвездной материи эти частицы постепенно ускоряются.

При этом существенно наличие двух конкурирующих процессов: ускорения в магнитных полях и потери энергии при столкновениях с атомами вещества межзвездного облака. В силу того, что поперечное сечение столкновения убывает с возрастанием энергии частиц, эффективное увеличение энергии возможно, только если в начальный момент энергия частиц будет уже достаточно велика. Для протонов минимальная энергия $\sim 10^{10}$ *эв*. Максимальная энергия, которую могут приобрести эти частицы, $\sim 10^{18}$ *эв*. При бо́льших энергиях они будут столь мало отклоняться в магнитных полях, что покинут нашу Галактику.

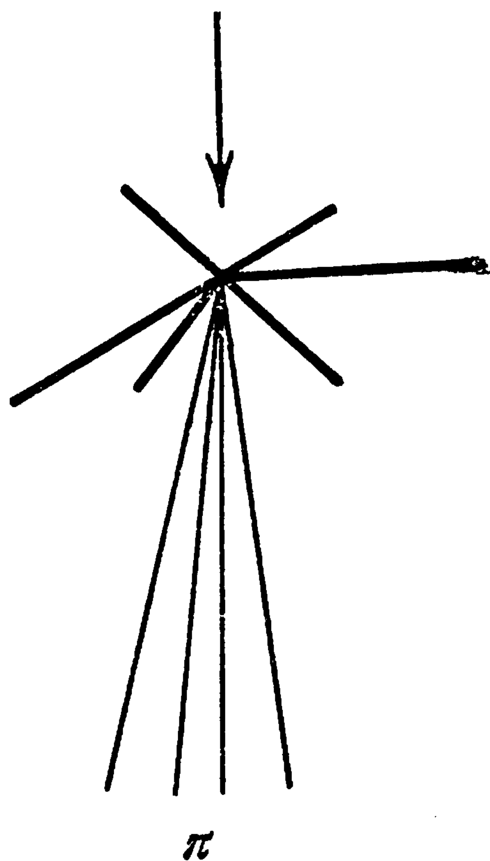


Рис. 3.36.

Быстрые заряженные частицы, в основной массе протоны (на втором месте — ядра гелия, затем в небольшом числе другие, среди них и тяжелые ядра), приходящие на Землю из космоса, называются первичной компонентой космических лучей.

Воздушный океан, окутывающий Землю, предохраняет ее поверхность от прямого воздействия первичных космических лучей. Атмосферное давление на поверхности Земли, равное 1 *кГ/см*², показывает, что над каждым квадратным сантиметром расположен воздушный столб с общей массой 1 *кг* и общим числом атомов азота и кислорода

$$N \approx \frac{1000}{15}\cdot 6\cdot 10^{23}\left[\frac{г/см^2\ \ 1/г\text{-}атом}{г/г\text{-}атом}\right] = 4\cdot 10^{25}\ см^{-2}.$$

Оценивая поперечное сечение этих ядер величиной $\sim 0{,}4$ *барн* $= 0{,}4\cdot 10^{-24}$ *см*², приходим к заключению, что поверхность Земли экранируется как бы сплошным шестнадцатикратным слоем атомных ядер:

$$4\cdot 10^{25}\cdot 0{,}4\cdot 10^{-24} = 16,$$

или, иначе, сплошным слоем ядерного вещества толщиной ~ 110 *фермий*. Поэтому частицы первичной компоненты испытывают столкновения с ядрами атомов атмосферы на высоте в десятки километров. Процессы, происходящие при таких столкновениях, фиксируются с помощью стопок толстослойной фотоэмульсии (см. § 58), поднятых на большую высоту с помощью шаров-зондов или ракет.

На рис. 3.36 показана типичная схема такого столкновения. Движение первичной частицы гигантской энергии показано стрелкой: при скорости, почти неотличимой от скорости света, она не

успевает ионизовать атомы на своем пути и, значит, не дает видимого следа. Ядро, претерпевшее удар, мгновенно испаряется. Быстрые протоны, нейтроны, иногда более тяжелые осколки, разлетаются в разные стороны. Заряженные частицы оставляют жирные следы, образующие характерную фигуру «звезды». В малом телесном углу в направлении движения первичной частицы видны следы нескольких «новорожденных» частиц — π-мезонов (или пионов). Это — кванты ядерного поля, излучаемые при ускорении ядерных частиц — носителей ядерного заряда, наподобие того как фотоны — кванты электромагнитного поля — излучаются при ускорении частиц, несущих электрический заряд. Существенное различие состоит в том, что масса покоя фотона равна нулю, поэтому фотоны могут обладать любой, сколь угодно малой энергией. Масса же покоя пиона превышает массу покоя электрона примерно в 270 раз, так что для рождения пиона нужна энергия, не меньшая $\sim 140 \cdot 10^6$ *эв*. Вот почему они не могут возникать при радиоактивных превращениях атомных ядер и рождаются лишь при столкновениях частиц достаточно большой энергии.

Пионы бывают электрически заряженные, π^+ и π^- (частица и античастица), и нейтральные, π^0. Спин пионов равен нулю. Все пионы «сильно» взаимодействуют с нуклонами и, следовательно, могут поглощаться ядрами. Вероятность захвата ядром пиона возрастает с уменьшением энергии последнего. При этом, поскольку сильное взаимодействие проявляется лишь на расстояниях порядка $3 \cdot 10^{-13}$ *см*, на судьбе пиона существенно сказывается знак его электрического заряда. Медленные π^+-мезоны не имеют возможности подойти к ядру достаточно близко, так как отталкиваются от него электрическими силами. Наоборот, π^--мезоны притягиваются ядрами и на излете часто поглощаются одним из них.

В самом ядре квант ядерного поля как частица существовать не может (как не существует фотон в электронной оболочке поглотившего его атома). Его энергия — порядка 140 *Мэв* — распределяется между частицами ядра, которое немедленно испаряется. В результате возникает небольшая звезда, связанная с первой следом пиона (рис. 3.37, *а*).

Судьба π^+-мезона, потерявшего свою энергию на ионизацию и на излете потерявшего возможность поглотиться ядром, показана на рис. 3.37, *б*. Он распадается на две частицы, о которых мы еще не упоминали — мюон (μ) и мюонное нейтрино (ν_μ):

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu. \qquad (73.1)$$

Разумеется, если π^--мезон не поглотится ядром, то его ожидает та же участь. Поскольку π^+- и π^--мезоны относятся друг к другу

как частица и античастица, при распаде π^--мезона появятся частицы μ^- и $\tilde{\nu}_\mu$:

$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu \qquad (73.2)$$

(этот распад можно записать так: $\tilde{\pi}^+ \to \tilde{\mu}^+ + \tilde{\nu}_\mu$).

Среднее время жизни неподвижного $\pi^\pm$-мезона составляет $2{,}55 \cdot 10^{-8}$ *сек* *).

Прежде чем перейти к характеристике новых частиц, остановимся коротко на свойствах π^0-мезона. Его масса несколько мень-

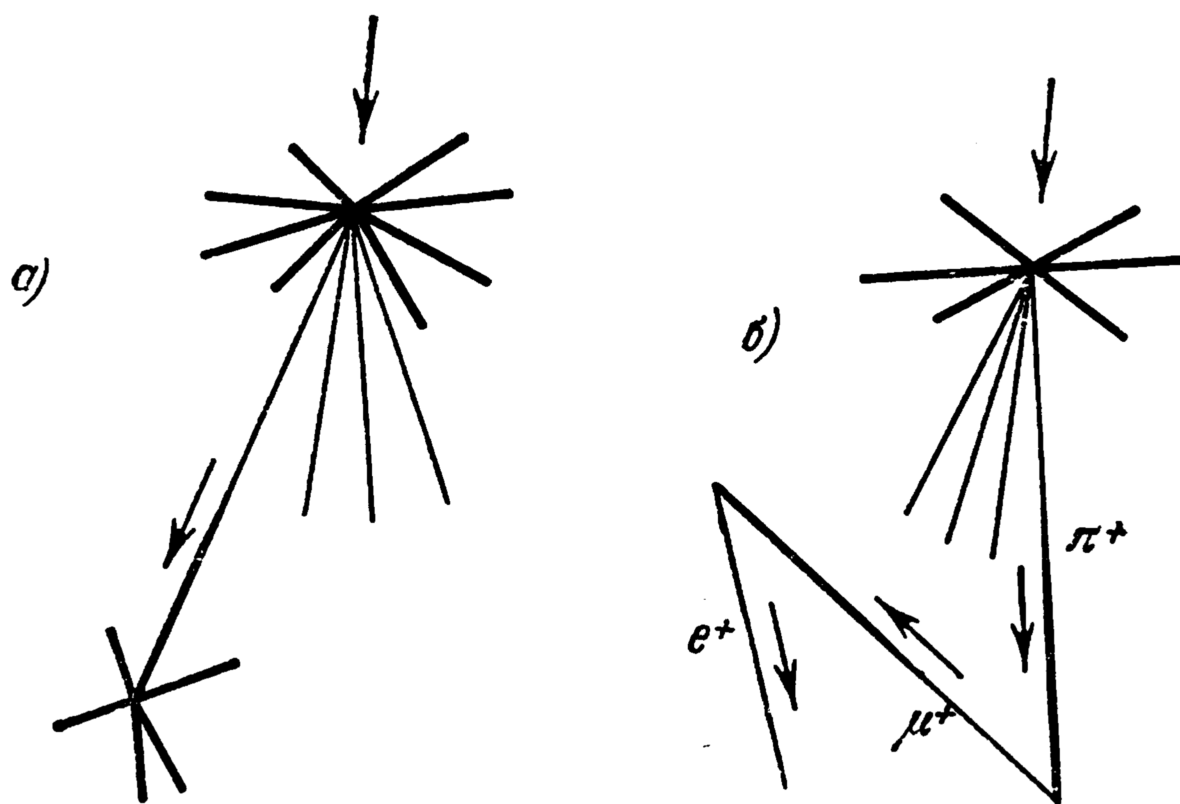


Рис. 3.37.

ше массы заряженных пионов (точные данные о всех мезонах приведены ниже в таблице мезонов), среднее время жизни чрезвычайно мало, порядка 10^{-16} *сек*. Распадается он чаще всего на два γ-кванта, иногда на γ-квант и пару электрон и позитрон.

Перейдем теперь к описанию мюона и мюонного нейтрино. Обе частицы не относятся к сильно взаимодействующим. Вместе с электроном и электронным нейтрино они образуют особую группу частиц — л е п т о н ы. Спин всех лептонов равен $\hbar/2$; эти частицы подчиняются статистике Ферми—Дирака, т. е. являются фермионами. Мюонное нейтрино отличается от описанного ранее выделяющегося при β-распадных процессах электронного

*) Если частица быстро движется, то время жизни ее возрастает в отношении $\frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$ (см. § 29), что относится, конечно, к частицам любой природы. В дальнейшем, говоря о среднем времени жизни частицы или ее периоде полураспада, мы будем для определенности указывать эту величину для покоящейся частицы.

нейтрино, которое мы в дальнейшем будем обозначать ν_e:

$$n \longrightarrow p+e+\tilde{\nu}_e, \quad p \longrightarrow n+\tilde{e}+\nu_e, \quad p+e \longrightarrow n+\nu_e. \qquad (73.3)$$

Открытие того факта, что эти нейтрино не тождественны и представляют собой совершенно различные частицы, явилось одним из самых сенсационных открытий последних лет. Эксперимент был поставлен так. Пионы с энергией $\sim 3 \cdot 10^9$ *эв* получались при обстреле бериллия протонами, ускоренными до энергии в $1{,}5 \cdot 10^{10}$ *эв*. Пионы пролетали в вакууме 20 *м*. На этом пути примерно 1/10 их часть успевала распасться согласно (73.1), (73.2). Далее на пути частиц находилась стальная стена толщиной в 13,5 *м*: этот «фильтр» совершенно прозрачен для нейтрино, но не пропустит ни одной другой частицы! В очищенном таким образом потоке ν_μ удалось наблюдать реакции

$$n+\nu_\mu \longrightarrow p+\mu^-, \qquad (73.4)$$

но никогда

$$n+\nu_\mu \longrightarrow p+e, \qquad (73.4')$$

как это согласно (73.3) имело бы место, если бы ν_μ и ν_e были тождественны.

На рис. 3.37, *б* представлено не только рождение, но и гибель мюона, распадающегося следующим образом:

$$\mu^+ \longrightarrow \tilde{e}+\nu_\mu+\tilde{\nu}_e. \qquad (73.5)$$

Среднее время жизни мюона составляет $2{,}21 \cdot 10^{-6}$ *сек*.

Поскольку все известные лептоны нами уже перечислены, соберем данные о них в таблицу. Так как свойства античастицы однозначно определяются свойствами частицы, античастицы в таблицу не включены. Напомним еще раз: массы покоя, спины, средние времена жизни частицы и античастицы тождественны. Все

Лептоны

Частица	Электрич. заряд в единицах $+e$	Спин в единицах $\hbar$	Масса покоя в *Мэв*	Масса покоя в массах покоя электрона, m_{0e}	Среднее время жизни, в секундах	Продукты распада
ν_e	0	1/2	0	0	∞	—
ν_μ	0	1/2	0	0	∞	—
e^-	−1	1/2	0,510976± ±0,000007	1	∞	—
μ^+	+1	1/2	105,65	206,765±0,002	$(2{,}210\pm0{,}002)\times$ $\times 10^{-6}$	$\tilde{e}+\nu_\mu+\tilde{\nu}_e$

заряды античастицы отличаются от зарядов частицы знаком. Распадаются они также совершенно одинаково, но только все частицы, образующиеся при распаде частицы, в случае античастицы следует заменить античастицами; так, из распада (73.1) следует распад (73.2), из распада (73.5) следует распад

$$\mu^- \longrightarrow e + \tilde{\nu}_\mu + \nu_e \qquad (73.6)$$

и так для всех без исключения частиц.

Частицы, образующиеся в результате ударов первичных космических частиц, называются вторичным космическим излучением. Мюоны представляют «жесткую» часть этого излучения: их проникающая способность очень велика. Их масса значительно больше массы электронов, в электрических полях атомов они испытывают в сотни раз меньшее ускорение, чем электроны и позитроны, следовательно, их потери энергии на тормозное излучение (см. т. II, § 53) сравнительно очень малы. При большой скорости единственный вид потери энергии — на ионизацию атомов по пути — также невелик. В результате мюоны, время жизни которых растянуто той же большой скоростью, не только достигают поверхности земли, но и проникают на большую глубину под землю или под воду (на сотни метров).

Мягкая компонента вторичного космического излучения представлена электронами, позитронами и фотонами. «Мягкость», т. е. относительно слабая проникающая способность этих частиц, обусловлена причинами, которые выясняются из дальнейшего. «Родоначальниками» мягкой компоненты являются γ-кванты больших энергий, образующиеся при распаде π^0-мезонов.

γ-кванты большой энергии («жесткие» γ-кванты) в поле атомных ядер легко превращаются в пары электрон — позитрон, следующие практически в том же направлении. Образовавшиеся таким образом легкие заряженные частицы — электроны и позитроны — в силу своей малой массы сильно ускоряются в поле встречных ядер и теряют много энергии на тормозное излучение, испускаемое ими. Возникающие таким образом γ-кванты также обладают еще весьма большой энергией и в свою очередь обращаются в пары электрон — позитрон. Эти частицы в свою очередь испускают γ-кванты, превращающиеся в пары, и т. д. В результате каждый π^0-мезон большой энергии оказывается родоначальником множества легких частиц — γ-квантов, электронов и позитронов, число которых нарастает лавинообразно. Описанный процесс носит название каскадного ливня. Нарастание ливня происходит до тех пор, пока энергия γ-квантов достаточна для образования пары, т. е. превышает 1 *Мэв*. Так как энергия первичной частицы делится между всеми ее потомками (а также тратится на производимую ими ионизацию по пути), то в конце концов размножение

частиц прекращается. Образовавшиеся позитроны, замедлившись, аннигилируют со встречными электронами, порождая γ-кванты малой энергии, поглощаемые обычным образом веществом.

Каскадный ливень можно воспроизвести в камере Вильсона, если обеспечить легким частицам достаточное количество столкновений с ядрами атомов. Для этого камера перегораживается несколькими свинцовыми пластинками. На рис. 3.38 приведена схема образования каскадного ливня. Путь первичной частицы показан стрелкой, γ-кванты изображены волнистыми линиями, ядра — кружочками со знаком «+», электрон и позитрон — точками со знаками «—» и «+» соответственно. На рис. XII (в конце книги) приведена фотография такого ливня, полученная с помощью камеры Вильсона.

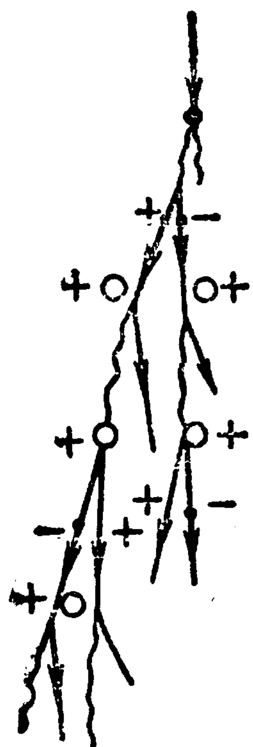


Рис. 3.38.

В силу того, что γ-кванты легко превращаются в веществе в пары, а легкие заряженные частицы теряют энергию не только на ионизацию, но и, в значительно большей степени, на тормозное излучение, они не могут проходить большой толщи вещества, что и объясняет их «мягкость». Частицы жесткой компоненты в тех же условиях, в силу большой своей массы, слабо ускоряются и, следовательно, не порождают тормозного излучения. Их энергия тратится много меньше — лишь на ионизацию по пути. Поэтому они и могут проходить большую толщу вещества.

В настоящее время ускорители позволяют получать в лабораторных условиях мощные потоки пионов большой энергии. С помощью этих частиц можно в свою очередь получить (при столкновениях) новые неустойчивые частицы — K-мезоны или **каоны**, а также неустойчивые фермионы, обладающие барионным зарядом — **гипероны**. Известны следующие гипероны (индекс вверху «+» или «—» показывает наличие у частицы электрического заряда, равного $+e$ или $-e$ соответственно):

$$\Lambda;\ \Sigma^+,\ \Sigma^0,\ \Sigma^-;\ \Xi^-,\ \Xi^0;\ \Omega^-;\ \Delta^-,\ \Delta^0,\ \Delta^+,\ \Delta^{++}.$$

Вместе с нуклонами n и p они составляют класс частиц «барионов», несущих барионный заряд. Каждой из этих частиц отвечает своя античастица. Подчеркнем, что Σ^+ и Σ^- не есть частица и античастица: у них одинаковый барионный заряд, разные массы покоя.

Характеристики этих частиц и пути их распадов даны в приводимой ниже таблице барионов. Характеристики и способы распада антигиперонов читатель получит сам, воспользовавшись совершенно универсальным, а следовательно, применимым и к

гиперонам правилом, приведенным перед формулой (73.6). Обилие реакций, при которых возникают эти частицы, лишает нас возможности описать их. Любые из этих частиц могут рождаться либо в виде пар частица — античастица, либо возникать в результате превращений частиц при столкновениях. Приведем несколько превращений последнего типа:

$$\left.\begin{array}{ll}\pi^- + p \to \Sigma^- + K^+, & \pi^+ + n \to \Lambda + K^+, \\ \pi^+ + p \to \Sigma^+ + K^+, & \pi^- + p \to \Lambda + K^0 \text{ и т. д.}\end{array}\right\} \quad (73.7)$$

Любопытно, что при таких реакциях K^--мезоны не появляются, и, например, реакция

$$\pi^- + p \to \Sigma^+ + K^- \quad (73.8)$$

запрещена. Это привело Гелл-Манна и Нишиджиму к идее введения еще одной квантовой величины — «странности» (ибо представлялось весьма странным отсутствие таких превращений), которая сохраняется при сильных взаимодействиях, но может не сохраняться при взаимодействиях электромагнитных и слабых. Нуклоны и пионы имеют странность, равную нулю. Для гиперонов и каонов имеем: $S_\Sigma = -1$, $S_\Lambda = -1$, $S_{K^+} = +1$. Странность античастиц отличается от странности частиц знаком: $S_{\tilde\Sigma} = +1$, $S_{\tilde\Lambda} = +1$, $S_{\tilde K^+} \equiv S_{K^-} = -1$. Превращения (73.7) обусловлены сильным взаимодействием— странность сохраняется: суммарная странность справа и слева — нуль. В (73.8) суммарная странность слева нуль, справа — 2: закон сохранения странности запрещает это превращение.

О том, как определяется странность и другие величины, употребляемые для описания и систематики сильно взаимодействующих частиц, будет рассказано в следующем параграфе.

Каоны распадаются множеством способов; все известное о них собрано в таблице мезонов. Отметим лишь, что хотя K^0-мезон частица абсолютно нейтральная, ее античастица не тождественна с ней — удивительное обстоятельство, которое подтверждает факт сложного строения этих частиц. Различие между ними определяется какими-то особенностями их внутренней структуры. Поскольку это единственный случай такого рода, а в наших таблицах по указанным ранее причинам античастицы не содержатся, мы не будем разделять в таблице и способов распада этих двух частиц. Проблема их различия весьма интересна, но ее рассмотрение выходит далеко за рамки нашей книги.

Мы включили в таблицу мезонов фотон и гравитон, которые в электромагнитных и гравитационных взаимодействиях играют ту же роль, что и пионы и каоны в сильных. Тем самым в класс мезонов включены все частицы с целочисленным спином — б о з о н ы,

Частица	Электрич. заряд в единицах $+e$	Спин в единицах $\hbar$	Масса покоя: в *Мэв*	Масса покоя: в массах покоя электрона m_{0e} (и пиона $m_{0\pi}\pm$)	Среднее время жизни в секундах	Продукты распада	%
МЕЗОНЫ							
g	0	2	(гравитон) 0	0	∞	—	
γ	0	1	0	0	∞	—	
π^+	+1	0	139,58±0,05	273,16±0,10	$(2,55\pm0,03)\cdot10^{-8}$	$\mu^+ + \nu_\mu$	100
π^0	0	0	134,97±0,05	270,80±0,10	$(1,05\pm0,18)\cdot10^{-16}$	$\gamma+\gamma$	98,8
						$\gamma+e+\tilde{e}$	1,2
K^+	+1	0	493,98±0,14	996,74±0,30 (3,539)	$(1,227\pm0,008)\cdot10^{-8}$	$\mu^+ + \nu_\mu$	64,2
						$\pi^+ + \pi^0$	18,6
						$\mu^+ + \pi^0 + \nu_\mu$	4,8
						$\tilde{e} + \pi^0 + \tilde{\nu}_e$	5,0
						$\pi^+ + \pi^+ + \pi^-$	5,7
						$\pi^+ + \pi^0 + \pi^0$	1,7
K^0			497,9±0,6	974,4±1,2 (3,57)	$(0,90\pm0,02)\cdot10^{-10}$	$\pi^+ + \pi^-$	69,4
						$\pi^0 + \pi^0$	30,6
					$(6,3^{+1,6}_{-1,0})\cdot10^{-8}$	$\pi^0 + \pi^0 + \pi^0$	38,7±7
						$\pi^- + \tilde{e} + \nu_e$; $\pi^+ + e + \tilde{\nu}_e$	28,3±6
						$\pi^- + \mu^+ + \nu_\mu$; $\pi^+ + \mu^- + \tilde{\nu}_e$	25,0±6
НЕКОТОРЫЕ МЕЗОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ							
ω	0		317±6	(2,3)		$\pi^+ + \pi^-$	
ψ_1	+2		330	(2,4)		$\pi^+ + \pi^+$	100
ψ_1^0	0		330			$\pi^+ + \pi^-$	
δ	−1		645±25	(4,5)		$\pi^- + \pi^0$	
δ^0	0					$\pi^+ + \pi^-$	
ψ_4	+2		760	(5,4)		$\pi^+ + \pi^+$	100

Продолжение

Частица	Электрич. заряд в единицах $+e$	Спин в единицах $\hbar$	Масса покоя: в *Мэв*	Масса покоя: в массах покоя заряженного пиона $m_{0\pi\pm}$	Среднее время жизни в секундах	Продукты распада	%
ψ_4^0	0					$\pi^+ + \pi^-$	
K_1^*	−1	1	888±3	6,4		$K^0 + \pi^-$	60±16
K_1^{*0}	0	1				$K^- + \pi^0$	40±16
						$K^- + \pi^+$	
ψ_5	+2		990	7,2		$K^0 + \pi^0$	
ψ_5^0	0					$\pi^+ + \pi^+$	100
						$\pi^- + \pi^+$	
K_4^*	+2		1150±50	8,2		$K^0 + \pi^+ + \pi^+$	
f	0	2	1253±20	9,0		$\pi^- + \pi^+$	
БАРИОНЫ							
p	+1	1/2	938,213±0,01	6,722	∞	—	
n	0	1/2	939,507±0,01	6,731	1013±26	$p + e + \tilde{\nu}_e$	100
Λ	0	1/2	1115,4±0,1	7,991	$(2,6\pm0,3)\cdot10^{-10}$	$p + \pi^-$	66±4
						$n + \pi^0$	34±4
Σ^+	+1	1/2	1189,4±0,2	8,52	$(0,78\pm0,03)\cdot10^{-10}$	$p + \pi^0$	50,7±3
						$n + \pi^0$	49,3±3
Σ^0	0	1/2	1191,5±0,5	8,54	$10^{-11} < \tau < 10^{-22}$	$\Lambda + \gamma$	100
Σ^-	−1	1/2	1195,96±0,3	8,57	$(1,59\pm0,05)\cdot10^{-10}$	$n + \pi^-$	100

Продолжение

Частица	Электрич. заряд в единицах $+e$	Спин в единицах $\hbar$	Масса покоя в *Мэв*	Масса покоя в массах покоя заряженного пиона, $\pi\pm$	Среднее время жизни в секундах	Продукты распада	%
Ξ^-	-1	1/2	$1320,8\pm0,4$	9,46	$(1,4^{+0,6}_{-0,2})\cdot10^{-10}$	$\Lambda+\pi^-$	100
Ξ^0	0	1/2	1316	9,43	$(3,9^{+1,4}_{-0,9})\cdot10^{-10}$	$\Lambda+\pi^0$	100
Ω^-	-1	3/2	1686 ± 12	12,1	$\sim10^{-11}$	$\Xi^0+\pi^-$	

НЕКОТОРЫЕ БАРИОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ

N	-1	3/2	1237	8,86		π^-+n	100
N	0					π^-+p	
						π^0+n	
N	$+1$					π^0+p	
						π^++n	
N	$+2$					π^++p	
Y	-1	3/2	1520 ± 3	10,89		$\Sigma^-+\pi^0$ и др.	
Y	0	3/2				K^0+n	
						$\Lambda+\pi^-+\pi^0$	
						$p+K^-$	
Y	0	5/2	1815	13,0		$p+K^-$ и др.	

не подчиняющиеся запрету Паули. Среди них лишь фотон и гравитон абсолютно устойчивы — неспособны к самопроизвольным превращениям.

Отметим, что некоторые гипероны могут замещать нуклоны в атомных ядрах, неустойчивых образованиях, получивших название «гиперфрагментов», в которых гипероны и были обнаружены впервые.

Среди барионов единственная абсолютно устойчивая частица — протон. Читатель, познакомившись с таблицей мезонов и барионов, должен был бы обратить внимание на то, что все мезоны и гипероны распадаются за время, характерное для слабых взаимодействий. Сейчас список известных микрочастиц быстро пополняется за счет частиц, распадающихся за время, характерное для сильных взаимодействий: 10^{-23}—10^{-22} *сек*. Естественно, что это время недостаточно (даже если оно растянуто за счет большой скорости движения частицы), чтобы частица дала след заметной длины (даже при времени жизни 10^{-18} *сек* и скорости порядка скорости света длина следа будет порядка $10^{-18}\cdot 3\cdot 10^{10} = 3\cdot 10^{-8}$ *см* — порядка атомного диаметра). Как обнаруживаются эти частицы?

Поясним это на примере первой из них, открытой в 1952 г. Э. Ферми, исследовавшим рассеяние быстрых $\pi^{\pm}$-мезонов на протонах (в жидком водороде). Задача состояла в определении относительного

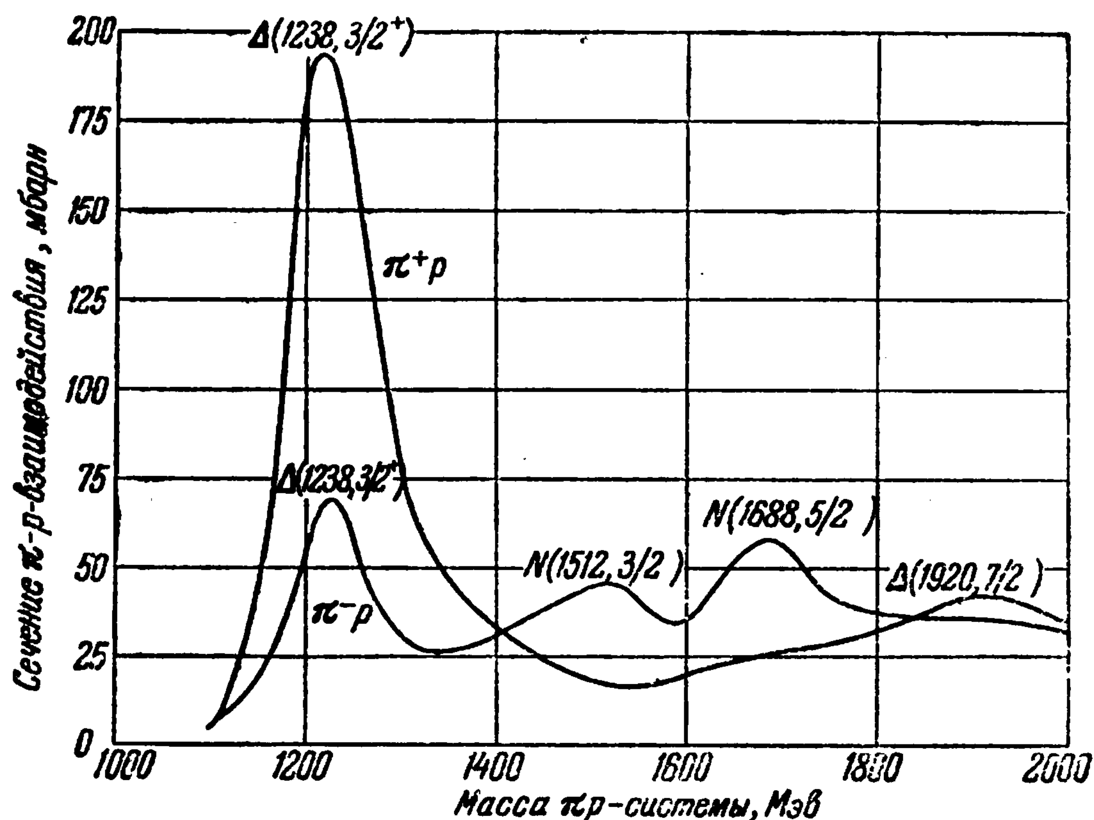


Рис. 3.39.

числа пионов, которые изменят направление своего движения — «рассеются» на протонах — при различных энергиях пионов. На рис. 3.39 результаты экспериментов Ферми приведены в виде графиков. На оси абсцисс приведена энергия системы пион —

протон в координатах центра инерции (подвижная система отсчета, в которой пион и протон движутся друг другу навстречу с равными по величине импульсами: суммарный их импульс равен нулю, центр инерции — неподвижен). На оси ординат откладывается поперечное сечение (см. § 60) пион-протонного взаимодействия. Обе кривые, как для системы π^+-p, так и для π^--p, дают ряд максимумов, которые трактуются следующим образом.

Когда энергия системы достигает нужного, «резонансного», значения, образуется новая частица, которая затем весьма быстро распадается, внося свой вклад в наблюдаемое рассеяние. Из сказанного ясно, почему эти новые частицы были названы резонансами. На графике у максимумов кривых обозначены массы (в *Мэв*) и спины соответствующих резонансов.

В настоящее время известны десятки мезонных и барионных резонансов. Некоторые из них, в отличие от всех ранее описанных нами частиц, обладают двойным электрическим (положительным и отрицательным) зарядом. В конце таблиц мезонов и барионов мы привели сведения о небольшом числе мезонных и барионных резонансов.

§ 74. Классификация микрочастиц

При изобилии ныне известных микрочастиц невозможно описать их свойства и превращения без какой-либо их систематизации. Конечно, наилучшей была бы систематизация, построенная на основе строгой теории. Но теории микрочастиц нет, это дело будущего, причем невозможно сказать, сколь отдаленного. Однако и феноменологическая систематика полезна, и не только ради сегодняшнего удобства, но и для будущей теории: вспомним роль таблицы Менделеева в развитии современной квантовой механики.

Приведем те величины, с помощью которых ныне систематизируют микрочастицы.

1. Массовое или барионное число A — характеризует наличие у частицы барионного заряда. У всех барионов, приведенных в нашей таблице, это число равно единице. У всех антибарионов $A=-1$. Кратными значениями барионного числа обладают сложные частицы (и, может быть, какие-нибудь еще не открытые резонансы?), например, для ядра или атома кислорода O_8^{16} имеем: $A=16$. У всех мезонов и лептонов барионное число равно нулю.

2. Электрический заряд Q. Речь идет о заряде не как динамической величине, а как о величине маркировочной (может быть, лучше было бы говорить «электрическое число»), представляет собой число единиц электрического заряда (в единицах положительного заряда протона), присущего частице.

3. Изотопический спин I. Среди частиц естественным образом выделяются небольшие группы частиц, обладающих близкими массами и схожими свойствами. Каждой такой группе частиц присваивают обычно общее наименование. Число частиц в группе, или ее мультиплетность, может быть различным. Так, нуклоны образуют дублет (нейтрон, протон), Σ-гипероны — триплет (Σ^-, Σ^0, Σ^+*)), Ω^- гиперон — синглет и т. д. Как и в случае нуклона, можно считать, что речь идет об одной и той же частице, которая может находиться в разных квантовых состояниях.

Вспомним теперь, что при прочих равных условиях частица со спином, характеризуемым спиновым квантовым числом σ, может находиться в $2\sigma+1$ различных состояниях (см. § 50, формулу (50.16)). Мультиплетность группы частиц характеризуется при помощи изотопического спина I точно таким же образом. Поскольку речь идет о группах частиц близких масс, очевидно, что термин «изотопический спин» неудачен. Следовало бы говорить «изобарический спин». Мы будем говорить кратко «изоспин», скрадывая тем самым терминологическую неувязку.

Следует помнить, что изоспин характеризует только мультиплетность группы и никакого отношения к реальному спину не имеет.

4. Гиперзаряд Y и странность S. Удвоенный средний электрический заряд мультиплета называется его гиперзарядом ($Y=2\overline{Q}$). Для нуклонного дублета средний электрический заряд $\overline{Q}=\frac{1}{2}(Q_{\text{прот}}+Q_{\text{нейтр}})=1/2$. Следовательно, каждой из частиц этого дублета, как протону, так и нейтрону, приписывается гиперзаряд $Y=2\cdot\frac{1}{2}=1$. Σ-гипероны обладают гиперзарядом, равным нулю, ибо для их триплета $\overline{Q}=\frac{1}{3}(Q_{\Sigma^-}+Q_{\Sigma^0}+Q_{\Sigma^+})=0$. Странность S равна разности гиперзаряда и барионного числа: $S=Y-A$. В качестве маркировочных эти три величины ($\overline{Q}$, Y и S) эквивалентны: при данном A задание любой из них однозначно определяет значение двух других. Мы будем пользоваться гиперзарядом.

5. Спин J. Характеризует хорошо известную нам величину — спиновый момент импульса (в прежних наших обозначениях — σ).

6. Четность P. Внутреннее свойство частицы, связанное с ее симметрией по отношению к правому и левому. Здесь необходимы добавочные пояснения.

---

*) Как уже отмечалось, Σ^- и Σ^+ не есть частица и античастица: у обеих одноименный барионный заряд. У них разные массы покоя. Антисигма-минус-гиперон ($\tilde{\Sigma}^-$) впервые был получен в Дубне в 1962 г.

Известно, что правая система отсчета переходит в левую при зеркальном отражении. Из рис. 3.40, *а* видно, что зеркальное отражение меняет направление одной из осей. Рис. 3.40, *б* поясняет, что превращение правой системы в левую при зеркальном отражении не зависит от выбранной ориентации осей системы отсчета

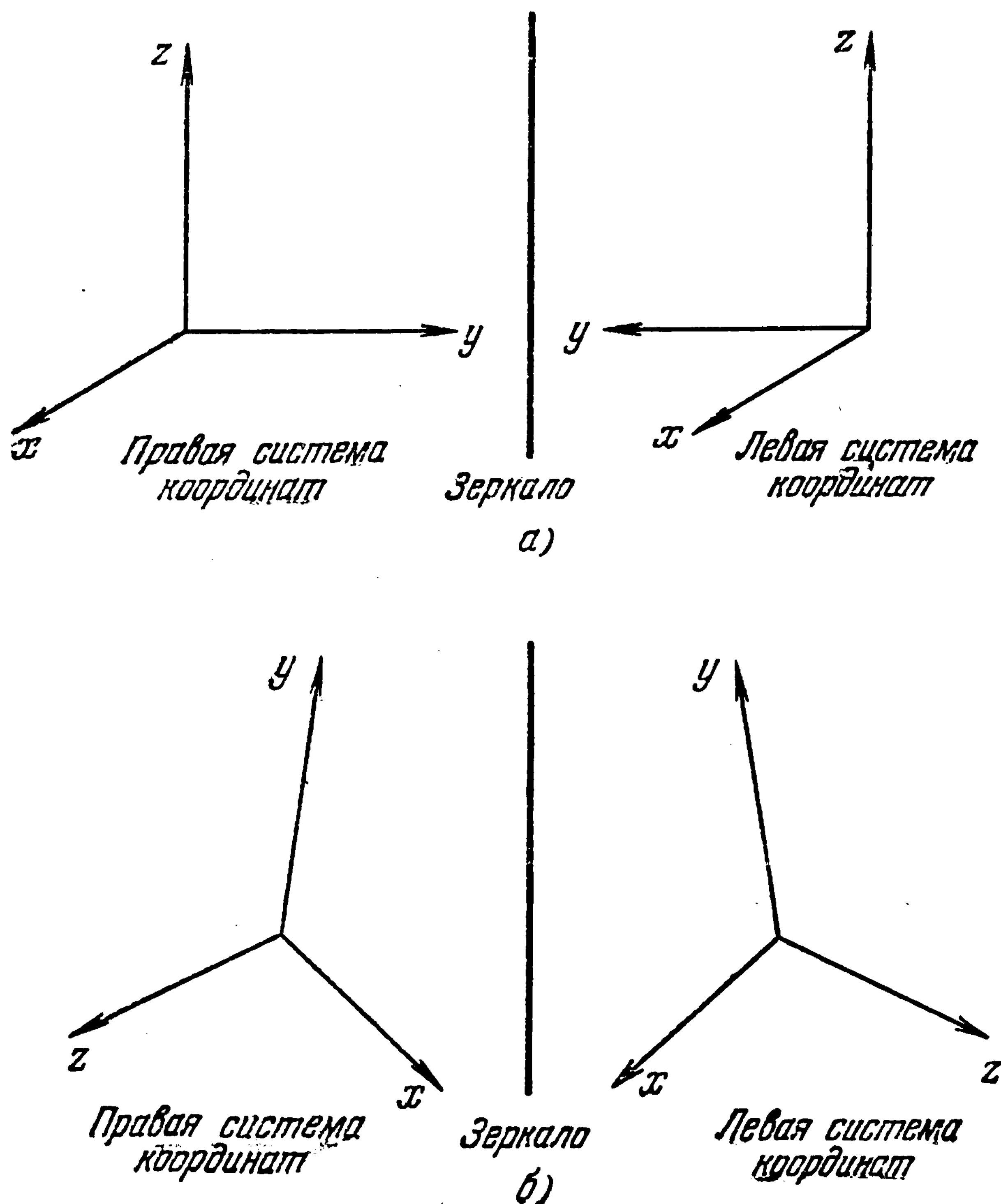


Рис. 3.40.

по отношению к зеркалу. Тот же результат имеет место при инверсии (изменении направления) не одной, а всех трех координатных осей — нечетном числе отражений. Подчеркнем, что переход от правой системы к левой (и обратный) или нечетное число инверсий не могут быть заменены непрерывными преобразованиями координат — поворотами. Не существует поворотов, с помощью которых могли бы быть совмещены правая и левая системы координат.

Возникает вопрос, существует или не существует физическое различие между правым и левым? Хотя у подавляющего большинства людей сердце находится слева, улитки данного вида

закручены, как правило, по одному винту; встречаются «зеркальные» экземпляры (сердце справа), отнюдь не являющиеся уродами. Химикам известно, что можно получить сложные молекулы одинакового атомарного состава, отличающиеся тем, что одни являются правыми, другие левыми, как бы зеркально отраженными. Поэтому до недавнего времени физики полагали, что различия между правым и левым нет. Поясним, в чем могло бы заключаться такое различие, простым примером.

На рис. 3.41, *а* изображена частица со спином («вращающаяся частица») *А*, испускающая частицу *Б* в направлении

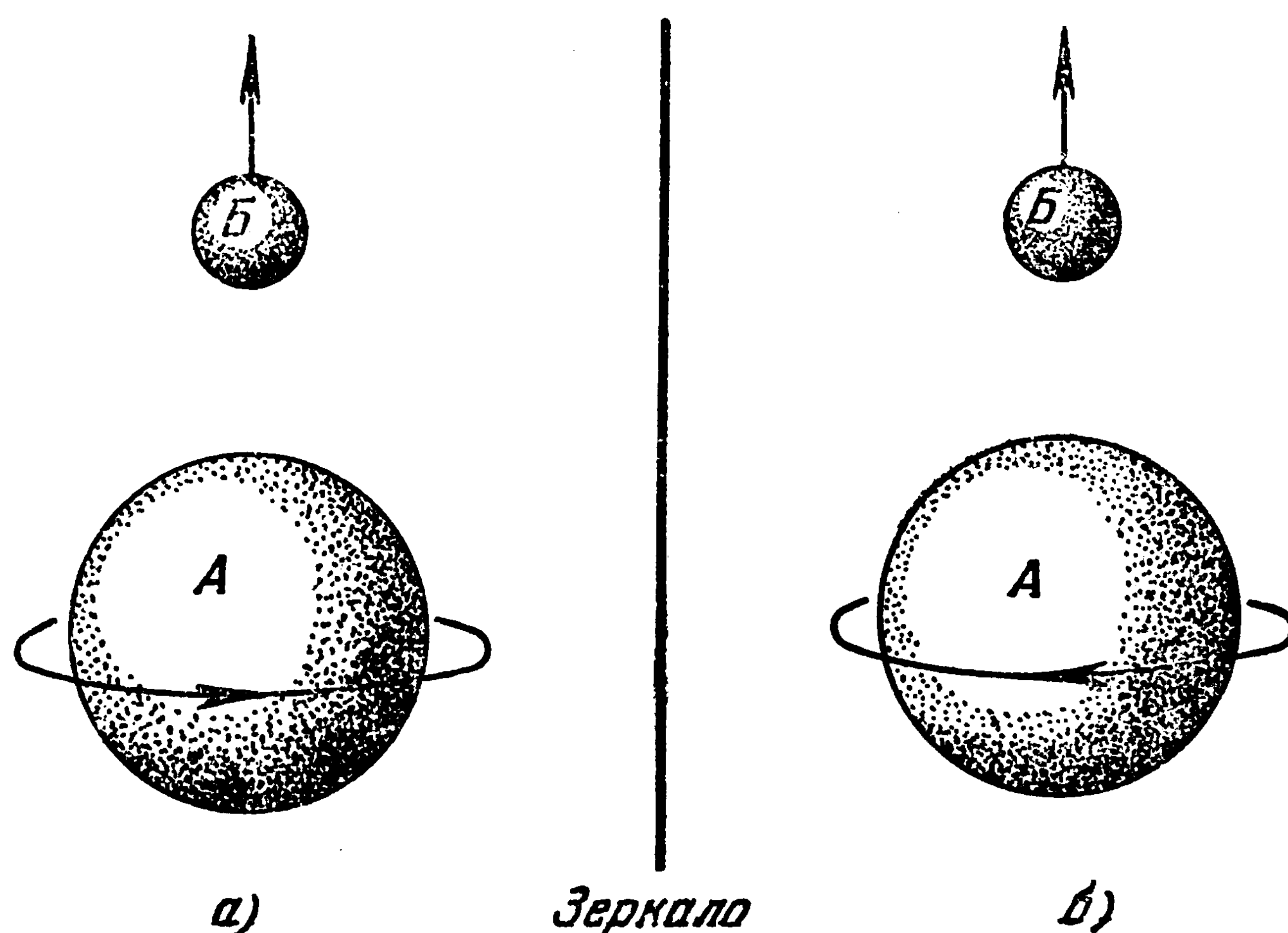


Рис. 3.41.

своего спина. На нашем рисунке спин показан горизонтальной стрелкой, указывающей направление вращения *). Рис. 3.41, *б* показывает, что «зеркальный» процесс состоит в выбрасывании частицей *А* частицы *Б* против направления своего спина.

Если в природе нет различия между правым и левым, то оба случая распада должны наблюдаться одинаково часто.

Впервые в равноценности правого и левого усомнились Янг и Ли. Их предположение проверила Ву, показавшая, что при β^--распаде ядер Co_{27}^{60} электроны выбрасываются преимущественно

*) Обычное изображение спина с помощью стрелки, направленной по оси вращения, здесь подвело бы нас: при инверсиях «полярные» векторы (радиус-вектор, вектор скорости и др.) и «аксиальные» (векторные произведения, в том числе моменты) ведут себя по-разному.

против спина ядра. В 1957 г. Янг и Ли за свои работы по четности были удостоены Нобелевской премии.

Формально четность описывается так. Если при инверсии пространственных осей волновая функция частицы не меняет знака, то четность ее положительна ($P=+1$). Если при инверсии пространственных осей волновая функция меняет знак, то четность частицы отрицательна ($P=-1$).

До последнего времени обозначения и наименования, которые присваивались вновь открываемым частицам, были случайны. Недавно было предложено унифицировать обозначения микрочастиц с помощью описанных выше квантовых чисел.

Все барионные мультиплеты, характеризуемые одинаковыми значениями барионного числа A, изоспина I и гиперзаряда Y, обозначаются одной и той же прописной греческой буквой. То же относится к мезонным мультиплетам, с той лишь разницей, что они обозначаются строчными греческими буквами.

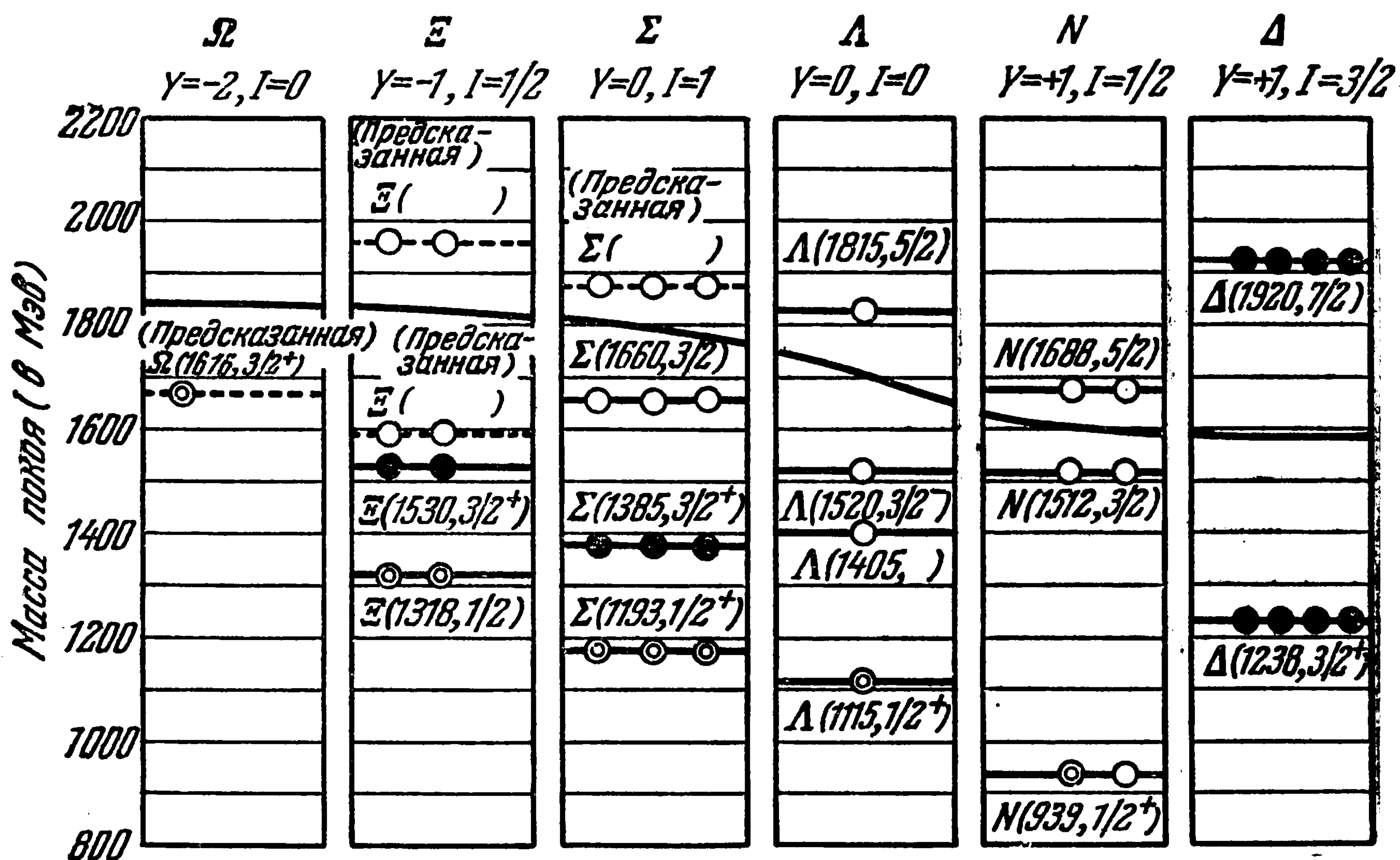


Рис. 3.42.

Для того чтобы различать мультиплеты, обозначенные одинаково, к индексу мультиплета приписывают в скобках среднее значение собственной энергии частиц, входящих в мультиплет (в *Мэв*), значение спина I и индекс, показывающий четность: «+», если $P=+1$, и «—», если $P=-1$. Например, N (939, $1/2^+$) — основной нуклонный дублет, средняя масса 939 *Мэв*, спин $^1/_2\hbar$, четность положительная. Группы частиц, которые обла-

дают спином, превышающим спин «основного» состояния на $2\hbar$, $4\hbar$, $6\hbar$ и т. д., называются «рекурренциями» этого основного состояния.

Так, например, группа частиц с $A=1$, $Y=1$ и $I=1/2$ состоит из $N(939, 1/2^+)$ (наши старые знакомые: нейтрон и протон) и двух резонансов N $(1512, 3/2^-)$ и N $(1688, 5/2^+)$, причем последний дублет есть рекурренция основного нуклонного дублета. На рис. 3.42 показаны известные ныне барионные мультиплеты и их рекурренции. У всех этих частиц барионное число равно единице и поэтому на рисунке не отмечено. Электрический заряд отмечен местом в столбце: в центре столбца — электрически нейтральные

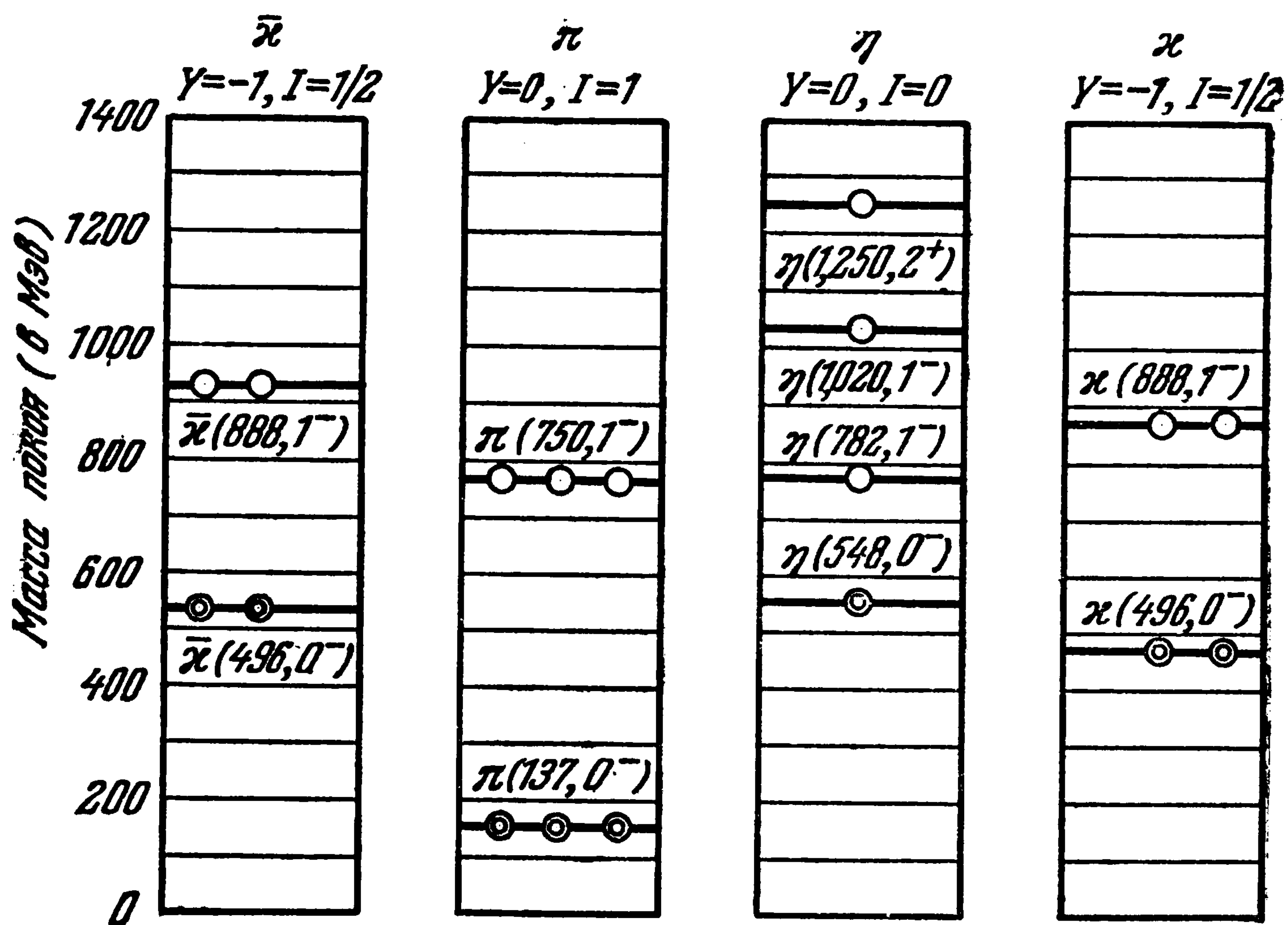


Рис. 3.43.

частицы, слева — несущие отрицательный заряд, справа — положительный электрический заряд; у мультиплетов дельта (Δ) крайняя справа частица несет удвоенный положительный электрический заряд. Частицы, расположенные выше жирной черты, представляют собой рекурренции нижележащих состояний.

Аналогичным образом построены графики мезонных мультиплетов (рис. 3.43). Дублет антикаппа ($\bar{\varkappa}$; старое наименование: антика, $\tilde{K}$) введен в силу того, что $\tilde{K}^0$ не тождественно с K^0. По формальным причинам, на которых мы не будем останавливаться, оба пиона, π^- и π^+, включены в один триплет, хотя π^+ и π^- связаны отношением частица — античастица.

Приведенная классификация основана на идее, что все перечисленные частицы составные, одноименные мультиплеты состоят из частиц одинаковой структуры, рекурренции есть возбужденные состояния этих структур. Каковы же эти структуры?

Луи де Бройль пытался представить фотон как электрон + позитрон. Д. Д. Иваненко и А. А. Соколов пытались построить фотон из нейтрино и антинейтрино. Ферми и Янг предложили модель пиона, построенного из нуклона и антинуклона. К концу пятидесятых годов было предложено несколько составных моделей для сильно взаимодействующих частиц. Так, в модели Гольдгабера все сильно взаимодействующие частицы построены из протона, Λ-гиперона и K-мезонов (и, конечно, их античастиц). В модели Сакаты структурными элементами являются протон, нейтрон, Λ-гиперон и их античастицы. Так, например, пион π^+ состоит из протона (p) и антинейтрона ($\tilde{n}$), каон K^+ — из протона (p) и анти-Λ-гиперона ($\tilde{\Lambda}$), Σ^+ — из p_0, $\tilde{n}$ и Λ, Ξ^- — из $\tilde{p}$, Λ и Λ, а Ξ^0 — из $\tilde{n}$, Λ и Λ.

Однако в последние годы идея о том, что все сильно взаимодействующие частицы состоят из нескольких частиц того же «сорта», становится все менее популярной. В соответствии со сказанным на стр. 469 масса структурных элементов микрочастицы должна быть много больше массы самой частицы. Именно таковы гипотетические «кварки». В модели трех кварков этим частицам приходится приписывать дробные электрические заряды, равные 1/3 и 2/3 от $\pm e$ (тоже для гиперзарядов). В модели четырех кварков можно сохранить целочисленные заряды. Обнаружить кварки не удается (пока?).

Независимо вначале развивались формальные модели симметрий: подобно тому как нейтрон и протон описываются как дублет состояний одной и той же частицы — нуклона, вводятся сложные мультиплеты. В активе этого направления — предсказание открытого вслед за тем Ω^--гиперона.

К сожалению, развиваемые ныне модели ограничиваются рамками только сильно взаимодействующих частиц. Однако многие тяжелые частицы распадаются в результате слабых взаимодействий, и среди продуктов их распада имеются лептоны. Это указывает на то, что такое выделение сильно взаимодействующих частиц — временное явление.

Сейчас трудно сказать, что из дискутируемого ныне оставит свой след в теории микрочастиц. Эти обстоятельства и приводят нас к решению кончить на сказанном.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Развитие классической физики привело во второй половине XIX в. к созданию стройной механической картины строения мира. Эта картина включала неизменные частицы постоянной массы, движущиеся по законам классической механики в абсолютном пространстве и времени. Взаимодействие между неизменными частицами описывалось с помощью электромагнитных и гравитационных силовых полей. Эти упрощенные, чисто механистические представления были опровергнуты новыми фактами и идеями, характеризующими развитие физической науки приблизительно за последние 80 лет.

Развитие электродинамики движущихся сред и теории относительности установило материальность электромагнитного поля. Масса движущихся частиц оказалась зависящей от скорости, а свойства пространства и времени — зависящими от движущейся материи. Все эти новые свойства материи особенно резко выявляются при движениях со скоростями, близкими к скорости света.

Возникновение квантовой оптики, с одной стороны, и волновой механики, с другой, разрушило и старые представления об абсолютной противоположности частиц и поля. Явления, происходящие в микромире, в атомных масштабах, обнаружили диалектическое единство волновых и корпускулярных свойств частиц. По-новому встала проблема взаимоотношения частиц и полей. Так, взаимодействие заряженных частиц осуществляется через электромагнитное поле, в свободном виде (при отсутствии зарядов) состоящее в свою очередь из фотонов. Обнаружены кванты ядерного поля — мезоны. Экспериментально не найдены лишь кванты гравитационного поля, получившие уже заранее наименование гравитонов.

За последние 30 лет были широко изучены явления, происходящие с микроскопическими частицами, движущимися со скоростями, близкими к скорости света. Первоначально источниками частиц столь больших энергий служили лишь космические лучи. Затем были спроектированы и осуществлены различные типы

мощных ускорителей ядерных частиц. Хотя энергии частиц, ускоренных в этих установках, $\sim 7 \cdot 10^{10}$ *эв*, еще не достигли максимальных энергий первичных частиц космических лучей (10^{18} *эв*), но интенсивность пучков, выводимых из ускорителей, во много раз превышает интенсивность космического излучения. Благодаря такой интенсивности и технически совершенной регистрационной аппаратуре удалось широко изучить многообразные ядерные взаимодействия и осуществить ряд процессов, которые ранее, вследствие малого количества приходящих к нам космических частиц, не удавалось зарегистрировать.

Объединение идей волновой механики и теории относительности привело к созданию так называемой релятивистской квантовой механики. Разработка этой теории привела к существенным успехам в объяснении и расчете многих новых явлений, однако далеко не всех.

Перед современной теорией стоит задача объяснения спектра микрочастиц, связанных хорошо установленной взаимопревращаемостью. Частиц неизменных и тем самым изолированных от других микрочастиц в природе нет.

Задача эта далека от своего решения. Однако нельзя сомневаться в том, что все стоящие сейчас перед наукой задачи будут решены — в природе есть непознанное, но нет непознаваемого. И так же закономерно, как будут решены эти задачи, возникнут новые, не менее удивительные.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Гирш Абрамович Зисман
Оскар Мовшевич Тодес

Курс общей физики, том III

М., 1970 г., 496 стр. с илл.

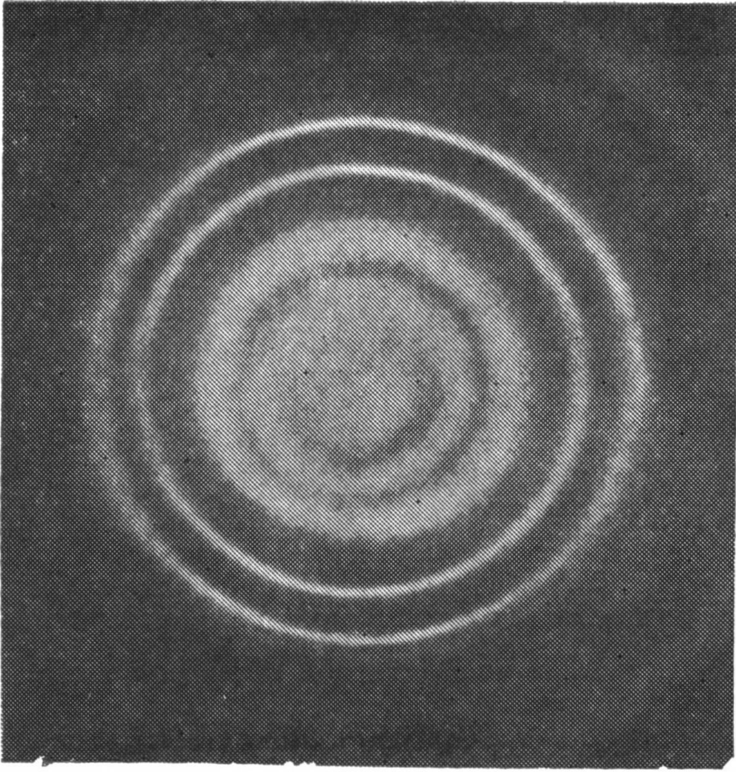
Редактор *Е. Б. Кузнецова*
Техн. редактор *С. Я. Шкляр*
Корректор *Е. А. Белицкая*

Печать с матриц. Подписано к печати 26/XII 1969 г. Бумага $60 \times 90^1/_{16}$. Физ. печ. л. 31+1 вкл. Условн. печ. л. 31,25. Уч.-изд. л. 31,8. Тираж 200 000 экз.
Цена книги 1 руб. Заказ № 648.

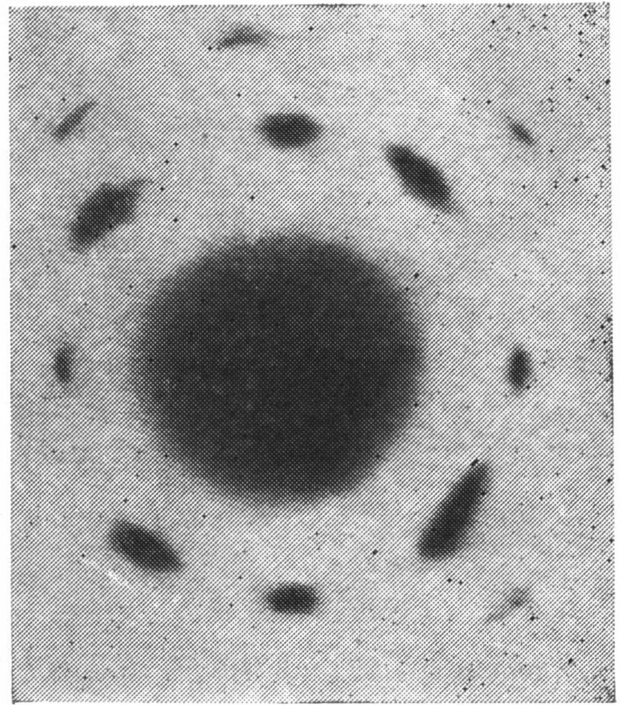
Издательство «Наука»
Главная редакция
физико-математической литературы.

Москва, В-71, Ленинский проспект, 15.

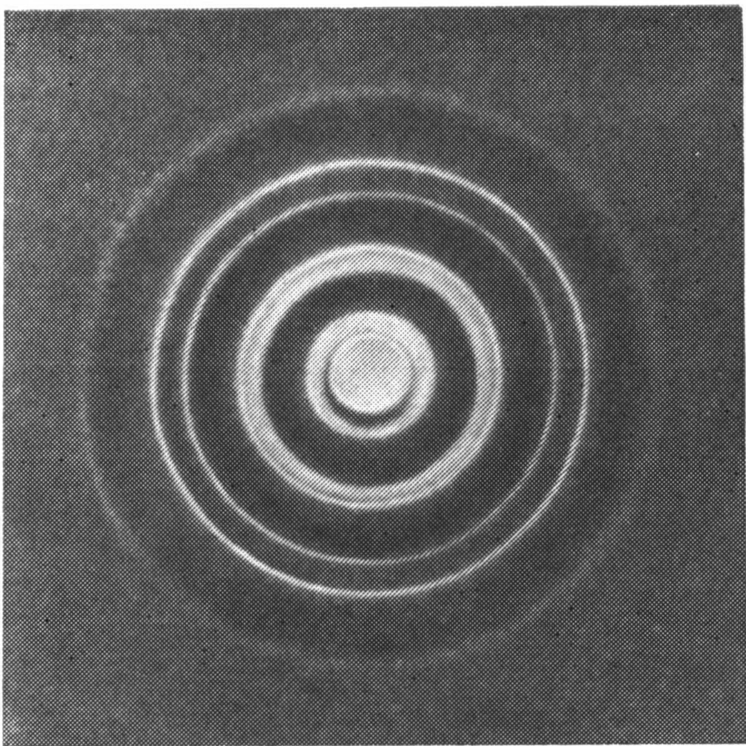
Ордена Трудового Красного Знамени
Первая Образцовая типография имени
А. А. Жданова Главполиграфпрома Комитета
по печати при Совете Министров СССР
Москва, М-54, Валовая, 28.



I



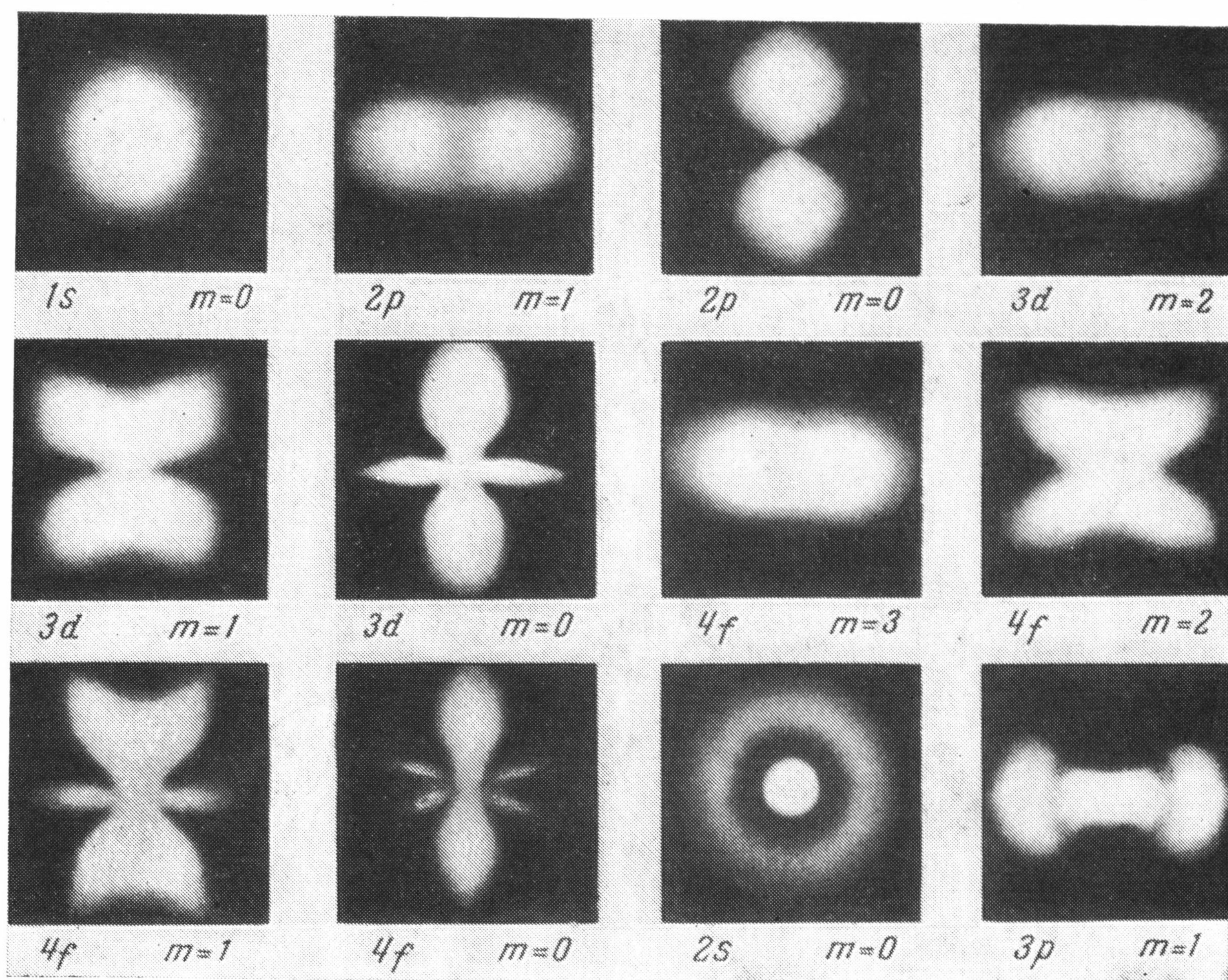
II



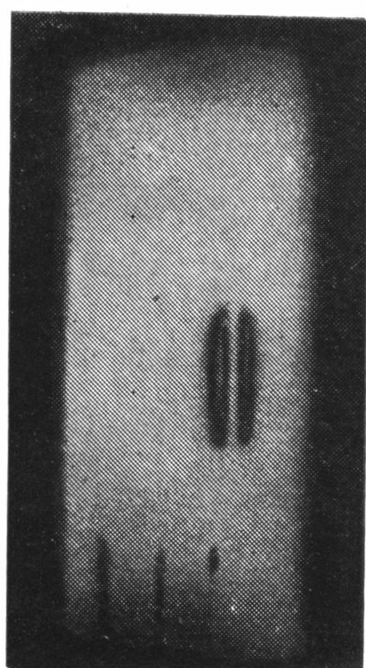
III



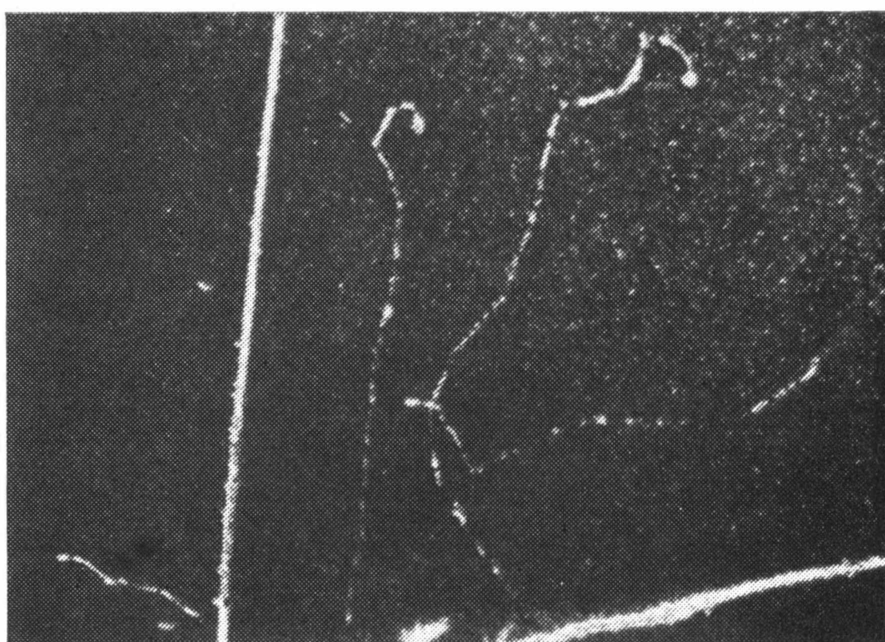
IV



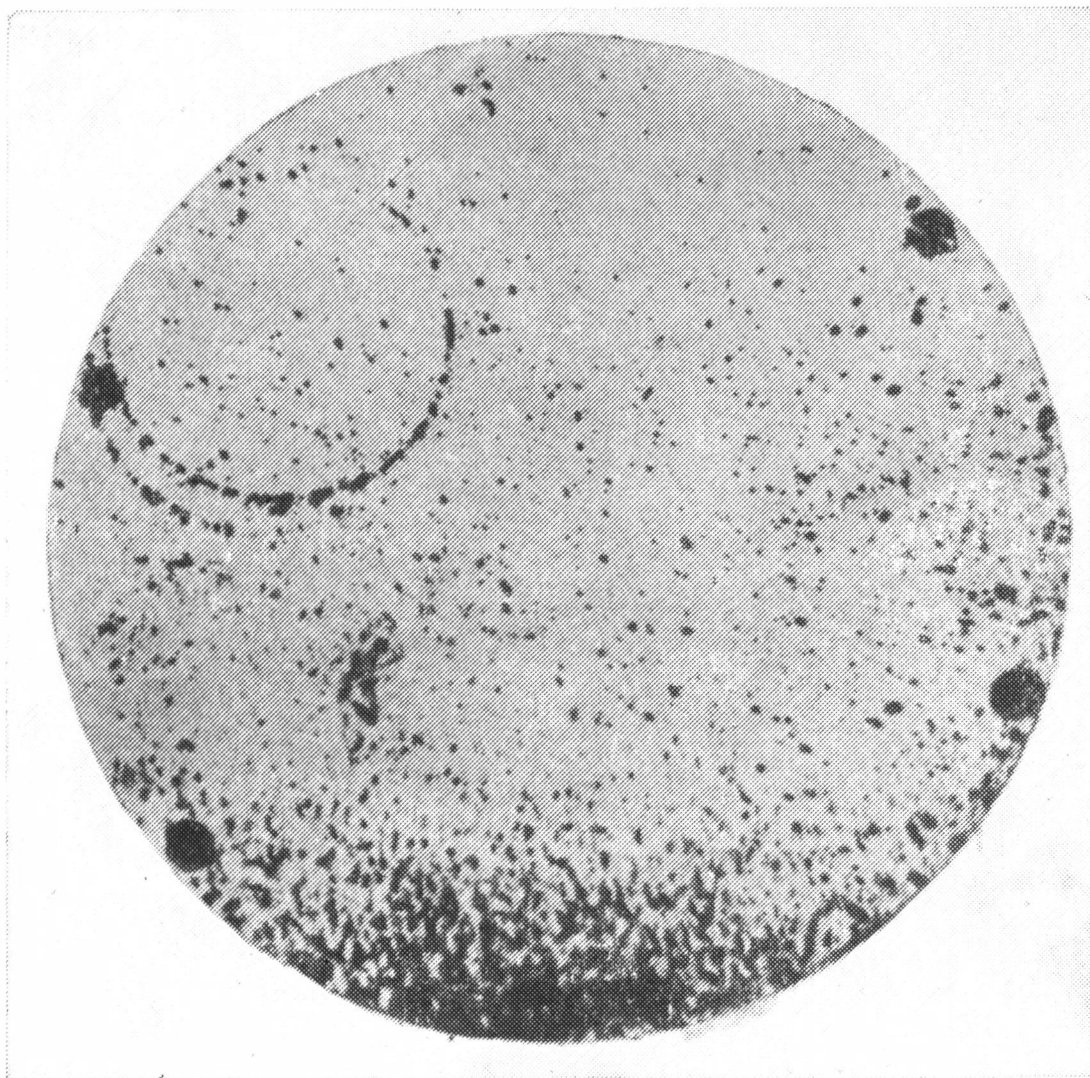
V



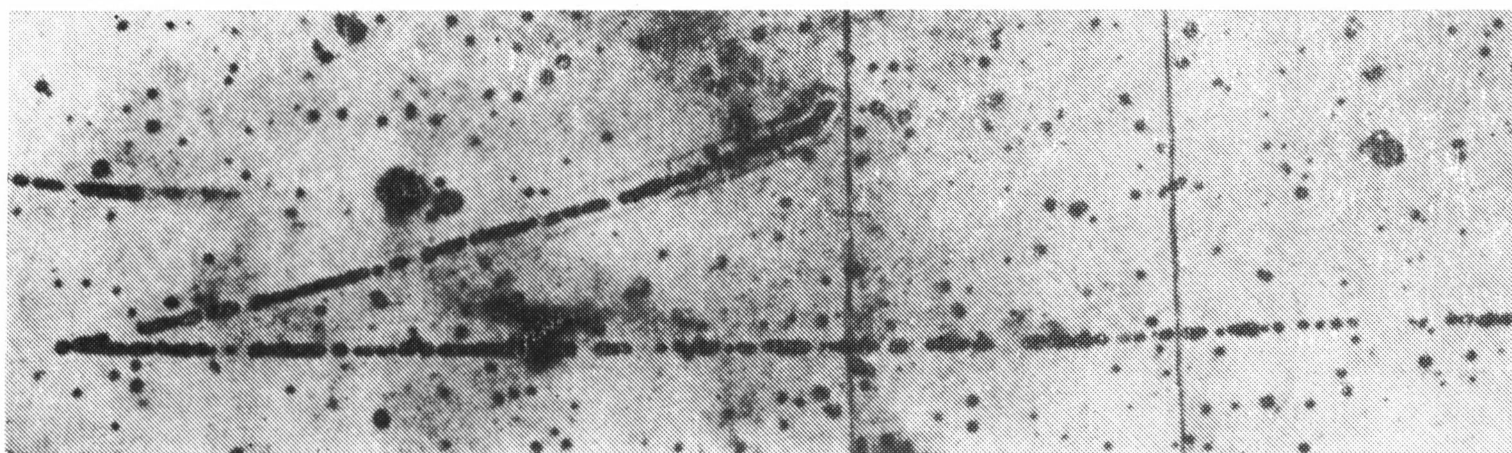
VI



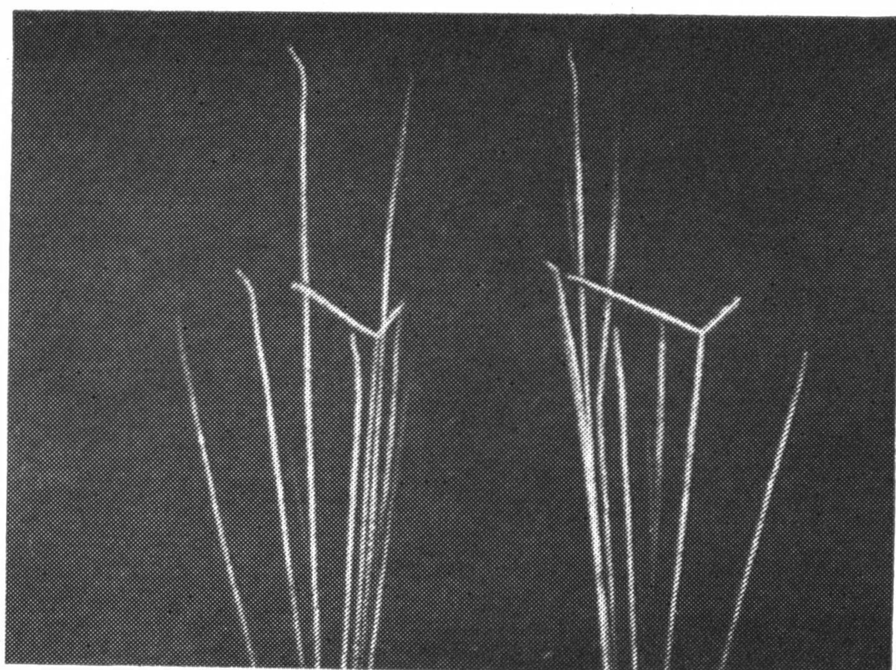
VII



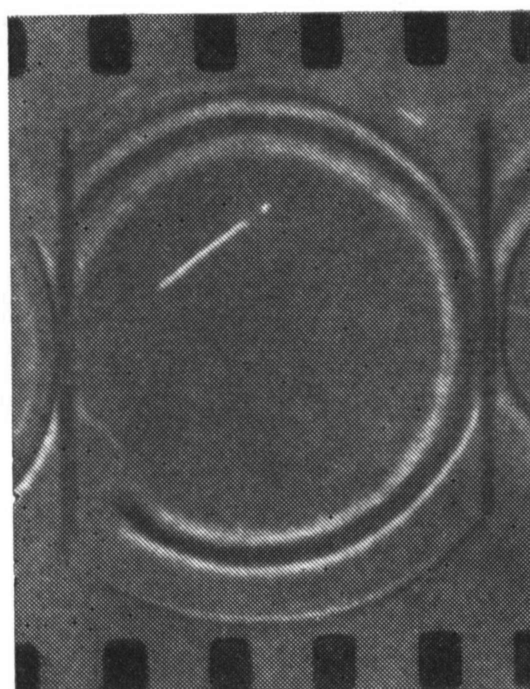
VIII



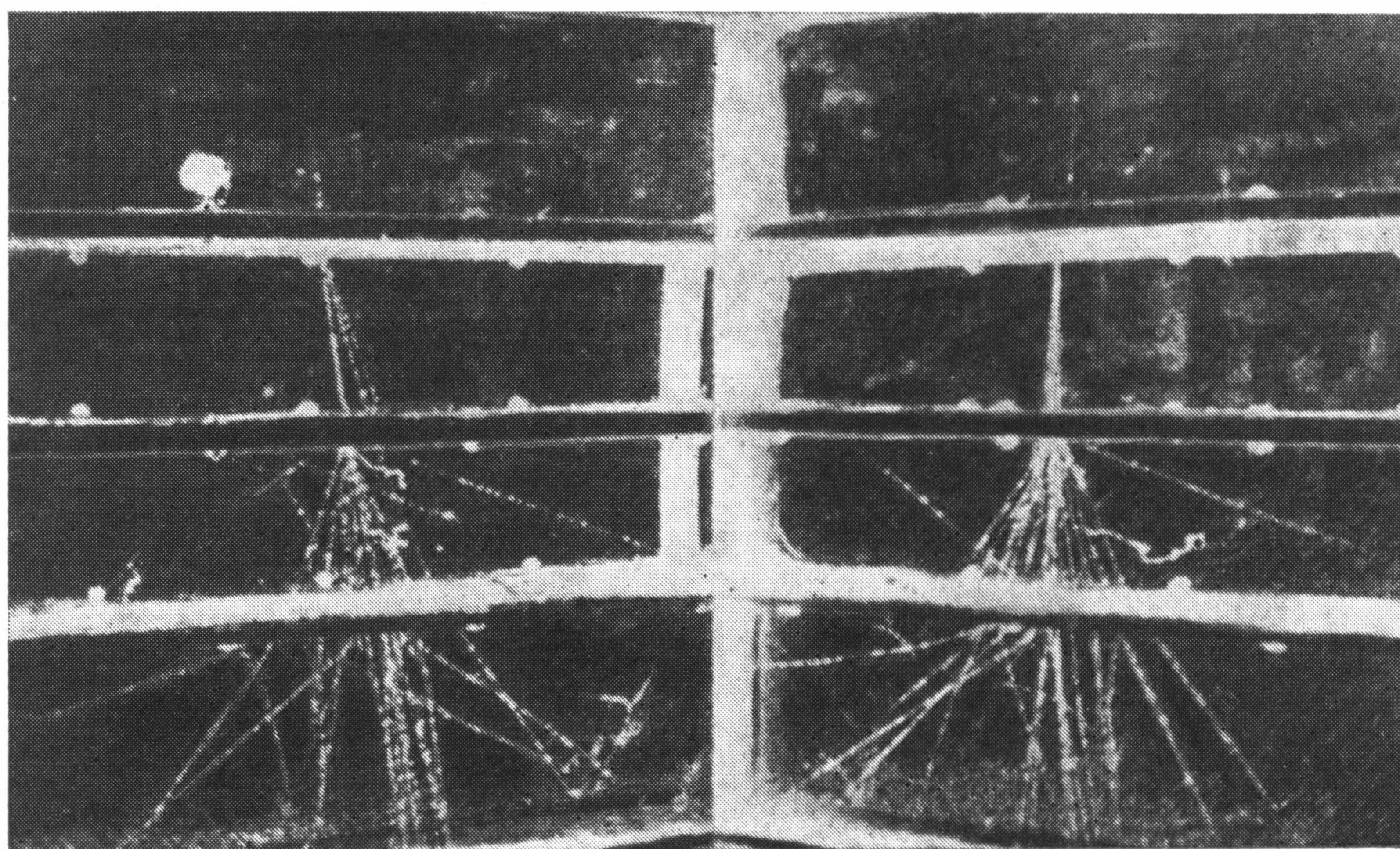
IX



X



XI



XII

Цена 1 р.



Г. А. ЗИСМАН, О. М. ТОДЕС • КУРС ОБЩЕЙ ФИЗИКИ